Coulombanregung von ^{226}Ra

DISSERTATION

der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von

Rüdiger Zimmermann
aus Leoben

München, den 9. 6. 1980

Coulombanregung von ^{226}Ra

DISSERTATION

der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Rüdiger Zimmermann
aus Leoben

München, den 9. 6. 1980

1. Gutachter: Prof. Dr. J. de Boer

2. Gutachter: Prof. Dr. W. Stocker

Tag der mündlichen Prüfung: 10. November 1980

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Zusammenfassung

Das Isotop ^{226}Ra wurde durch multiple Coulombanregung mit einem 135 MeV bzw. 150 MeV ^{32}S- Strahl und mit einem 243 MeV ^{58}Ni- Strahl untersucht. Mit Hilfe von Teilchen- Gamma- Koinzidenzen kann der Gammazerfall der in der Coulombanregung bevölkerten Niveaus trotz der natürlichen Targetaktivität beobachtet werden. Die gemessenen Gammaenergien und Gammaintensitäten erlauben die Aufstellung eines Niveauschemas für ^{226}Ra mit der folgenden Energie- und Spinzuordnung: 67.67 keV (2^+), 211.54 keV (4^+), 416.6 keV (6^+), 669.4 keV (8^+), 960.0 keV (10^+), 1281 keV (12^+), 1633 keV (14^+) in der Grundzustandsbande und 253.7 keV (1^-), 321.5 keV (3^-), 446.5 keV (5^-), 626.9 keV (7^-), 857.9 keV (9^-), 1134 keV (11^-), 1446 keV (13^-) in der ($K^\pi=0^-$)- Bande.

Wir finden weiterhin zwei Linien bei 398 keV und 408 keV mit sehr niedriger Intensität. Diese könnten aus dem Gammazerfall von möglicherweise existierenden 2-Phononen- Oktupolvibrationszuständen stammen.

Über semiklassische Coulombanregungsrechnungen bestimmen wir in einem nichtlinearen χ^2- Fit aus den gemessenen Gammaintensitäten absolute Werte für E1-, E2- und E3- Übergangswahrscheinlichkeiten innerhalb bzw. zwischen den Banden. Die Ergebnisse werden in verschiedenen theoretischen Modellen diskutiert.

Inhalt

1.	Einleitung	1
2.	Experiment	5
2.1	Radioaktive Targets	5
2.2	Experimentelle Parameter	8
2.3	Meßapparatur	12
3.	Ergebnisse	19
3.1	Spektren	19
3.1.1	Teilchenspektren	19
3.1.2	Gammaspektren	21
3.2	Verzweigungsverhältnisse	36
3.3	Anregungsquerschnitte und Winkelverteilungen	40
3.4	2- Ph- Oktupolvibrationszustand	53
4.	Diskussion	57
4.1	Grundzustandsbande	57
4.2	Oktupolvibrationsbande	62
5.	Schluss	77
Literatur		79

1. Einleitung

Im Bereich der Aktiniden werden Anregungszustände negativer Parität und der Spinfolge 1, 3, 5 usw. beobachtet, die sehr niedrige Anregungsenergien haben. Von allen g-g- Kernen haben die Isotope mit der Neutronenzahl N = 136 die niedrigstliegenden Zustände negativer Parität: die Anregungsenergie des 1^- - Zustandes liegt in ^{224}Ra bei 216 keV und in ^{226}Th bei 230 keV. Ihre Struktur wird in der Literatur von mehreren Autoren diskutiert und mit unterschiedlichen theoretischen Modellen erklärt.

In Untersuchungen des Alphazerfalls von Thoriumisotopen wurden diese Zustände negativer Parität schon vor vielen Jahren in den Radiumisotopen 224 und 226 entdeckt und ihre negative Parität experimentell gesichert (Stephens et al. 1955 und 1957, Tret'yakov et al. 1972). Man interpretierte sie zunächst als kollektive Oberflächenschwingungen in einem Oktupolmode. Da die Ra- und Th- Isotope in diesem Massenbereich deformiert sind, gehören die Zustände mit Spin 1, 3, 5 usw. und negativer Parität zu einer gemeinsamen Rotationsbande, die auf der Oktupolvibration aufbaut (Lane et al. 1960, Sheline et al. 1960, Lipas et al. 1961, Begzhanov et al. 1974). Dagegen werden in Schalenmodell- Theorien diese Zustände als kohärente Überlagerungen von Teilchen- Loch- bzw. Quasiteilchenpaar- Anregungen gesehen (Baranger 1960, Belyaev 1968, Soloviev et al. 1965 u.a.) Solche auch (semi-) mikroskopisch genannte Theorien machen Aussagen über Anregungsenergien, B(E3)- Werte und über die an dem kollektiven Zustand beteiligten (Quasi-) Teilchen, wobei nur wenige Wechselwirkungsparameter angepaßt werden müssen. Einige Autoren haben im Rahmen dieser Modelle Rechnungen zur Struktur der Zustände negativer Parität durchgeführt

(beispielsweise: Soloviev et al. 1963,und 1964, Blocki et al. 1969, Neergard et al. 1970, Chasman et al. 1979, Ivanova et al. 1975 und 1976).

Die niedrigen Anregungsenergien deuten auch auf die Möglichkeit hin, daß ähnlich den kollektiven Quadrupolmoden auch eine stabile Oktupoldeformation in den Radiumisotopen auftreten könnte (Davidson et al. 1962). Berechnungen der Kernpotentialflächen geben jedoch keinen Hinweis, daß diese Kerne schon im Grundzustand neben der Quadrupoldeformation auch eine stabile Oktupoldeformation besitzen (Vogel 1968, Möller 1972a). Jedoch gibt es - so eine andere Interpretation - möglicherweise niederenergetische Formisomere mit stabiler Oktupoldeformation, auf die die ($K^{\pi}=0^{-}$)- Banden aufbauen, während der Kern im Grundzustand nur E2- und E4-deformiert ist (Möller et al. 1972b).

Die experimentelle Untersuchung dieser Zustände negativer Parität ist - wenn man von Messungen des natürlichen radioaktiven Zerfalls absieht - schwierig, da die Kerne in der Umgebung von ^{224}Ra und ^{226}Th sehr kurzlebig sind. Auch sind diese Isotope so neutronenreich, daß sie sich in (HI,xn)- Reaktionen nicht erreichen lassen. ^{226}Ra hat als einziges Nuklid in diesem Bereich eine relativ lange Halbwertszeit von 1600 a. Wir haben daher ^{226}Ra mit der Methode der multiplen Coulombanregung untersucht.

Im Vergleich zu Zerfallsmessungen oder (HI,xn)- Reaktionen hat die Methode der Coulombanregung zusätzlich den Vorteil, daß durch den Vergleich mit der exakten Theorie aus den Messungen E2-, E3- und E4- Übergangsmatrixelemente quantitativ bestimmt werden können.

Eine Reihe der sehr langlebigen Aktiniden und Transurane wurde schon seit vielen Jahren von verschiedenen Gruppen mit Coulombanregung untersucht: Bemis et al. 1973, McGowan et al. 1974 (^{230,232}Th, ^{234,236,238}U, ^{238,240,242,244}Pu, ^{244,246,248}Cm; Bestimmung von E2-, E3- und E4- Matrixelementen), Grosse et al. 1975 (^{238}U; Hochspinzustände) u. a. Coulombanregungsexperimente an Radiumisotopen wurden bisher noch

nicht durchgeführt. Insbesondere in ^{226}Ra stammen die Daten nur aus Messungen des α- Zerfalls von ^{230}Th und des β^-- Zerfalls von ^{226}Fr. In ^{226}Ra waren bisher bekannt die Zustände in der Grundzustandsbande bis zum Spin 6, in der ($K^\pi = 0^-$)-Bande bis zum Spin 5 (Stephens et al. 1955 und 1957) und zwei weitere Zustände positiver Parität mit Spin 0 bei 824 keV und mit Spin 2 bei 874 keV (Kurcewicz et al. 1978). Außerdem ist die Halbwertszeit des 2^+- Zustandes der Grundzustandsbande mit $\tau = 0.63 \pm 0.02$ ns gemessen worden (Bell et al. 1960).

Wir beobachten in unseren Messungen der Coulombanregung von ^{226}Ra die Grundzustandsbande bis zum Spin 12 (möglicherweise bis zum Spin 14) und die ($K^\pi=0^-$)- Bande bis zum Spin 11 (möglicherweise bis zum Spin 13). Wir finden weiterhin eine gewisse Evidenz für eine hypothetische 2-Phononen-Oktupolvibrationsbande. Der Vergleich der Messungen mit theoretischen Coulombanregungs- und Gammazerfallsrechnungen erlaubt uns schließlich die Bestimmung der Quadrupolmomente sowohl in der Grundzustandsbande wie auch in der ($K^\pi=0^-$)-Bande und der E1- und der E3-Übergangsmatrixelemente zwischen diesen Banden. Das von uns vorgeschlagene, neue Niveauschema von ^{226}Ra ist in Fig.1-1 dargestellt.

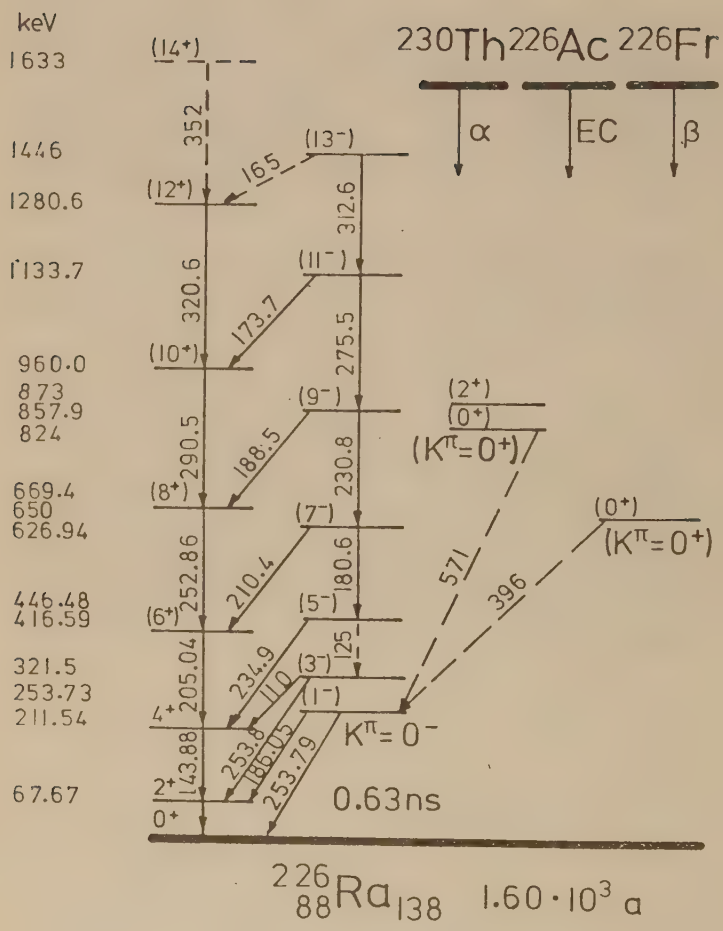

Fig. 1-1 Niveauschema in ^{226}Ra.

2. Experimente

2.1 Radioaktive Targets

^{226}Ra-präparate weisen eine hohe α-, β- und γ- Aktivität auf. Der Hauptteil des radioaktiven Zerfalls läßt sich in die Zerfallsreihe Fig. 2-1 einordnen. Er führt über ^{222}Rn und über mehrere Po-, Bi- und Pb- Isotope in das stabile ^{206}Pb. Befindet sich ^{226}Ra im radioaktiven Gleichgewicht mit seinen Tochterkernen - ein reines ^{226}Ra- Präparat erreicht dieses schon nach einigen Tagen - so sind mit jedem ^{226}Ra- Zerfall (Aktivität = $3.7 \cdot 10^{10}$ $g^{-1}s^{-1}$) drei weitere Alphazerfälle, zwei Betazerfälle und ungefähr zwei weitere Gammazerfälle verbunden. Seine Tochter ^{222}Rn ist gasförmig, aus offenen ^{226}Ra- Präparaten kann daher Radongas entweichen und beispielsweise aus einer Streukammer über die Pumpanlage ins Freie gelangen. Es ist dann mit seinen Folgeprodukten in der Luft fein verteilt, bei genügender Konzentration führt dann das Einatmen dieser verseuchten Luft zur Inkorporation der Zerfallsprodukte in den Atemorganen. Daher werden Radiumpräparate bezüglich ihrer Radioaktivität in hohe Gefahrenklassen eingestuft und ihre Handhabung erfordert besondere Vorsichtsmaßnahmen.

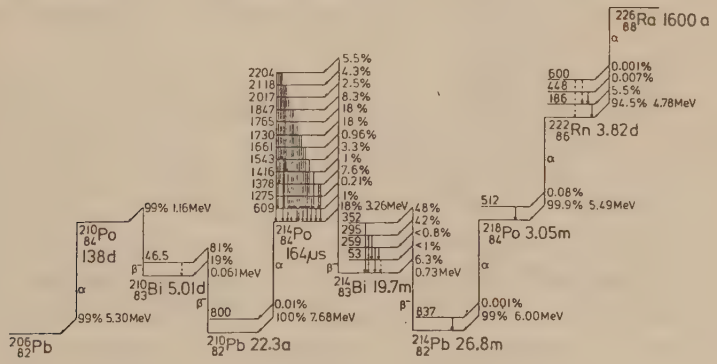

Fig. 2-1 Radioaktive Zerfallsreihe von ^{226}Ra.

Die Targets bestehen aus einem 30 μgcm^{-2} dicken Kohlenstoffbacking, auf dem ^{226}Ra aufgebracht ist. Hierzu werden 2 mg bis 3 mg RaF_2 bzw. $RaBr_2$ in einem induktiv geheizten Tantalröhrchen unter Vakuum auf die Kohlenstoffolie aufgedampft. Der kleine Abstand zwischen Schmelztiegel und Kohlenstoffbacking von nur 2 cm ermöglicht eine Ausbeute von ca. 80% (Maier et al. 1975). Die mit diesem Verfahren hergestellten Targets sind 390 μgcm^{-2} ($RaBr_2$) bzw. 115 μgcm^{-2} (RaF_2) dick, wobei die aufgedampften Schichten 2 $mm\phi$ haben. Die kleine Bedampfungsfläche vermindert störende Aktivität des Targets von unbestrahltem, und damit überflüssigem Radium.

Um die ^{226}Ra-Targets während der Experimente sicher handhaben zu können, waren spezielle apparative Vorkehrungen notwendig (Fig. 2-2). Die Targets sind einzeln in kleinen, vakuumdicht verschlossenen Behältern montiert und justiert. Mittels einer Vakuumschleuse lassen sich diese Targetbehälter in die Streukammer einfahren, ohne daß das Vakuum wesentlich beeinträchtigt wird. Sie werden innerhalb der Streukammer unter Vakuum geöffnet, dann wird das Target in eine auf ±0.1 mm reproduzierbare Bestrahlungsposition gebracht. Die Targets können so in wenigen Minuten ausgetauscht werden, ohne daß außerhalb der Streukammer die Gefahr der Kontamination besteht.

Innerhalb der Streukammer wird das emanierende Radon (Schmelzpunkt = -71 ^{o}C) an einer LN_2-Kühlfalle ausgeschieden. Die Gammaaktivität, die sich an der Kühlfalle in Folge des dort ausfrierenden ^{222}Rn-Gases aufbaut, wird durch Blei von den Detektoren abgeschirmt. Das Radon wird von dieser Kühlfalle so gut abgesaugt, daß auch nach mehreren Tagen Betrieb keine Kontamination des Strahlrohrsystems oder der Pumpanlage festgestellt werden konnte. Die Streukammer einschließlich

der Kühlfalle ist durch Ventile hermetisch verschließbar. Mit diesen Maßnahmen können die ^{226}Ra- Targets strahlenschutztechnisch wie geschlossene Präparate gehandhabt werden.

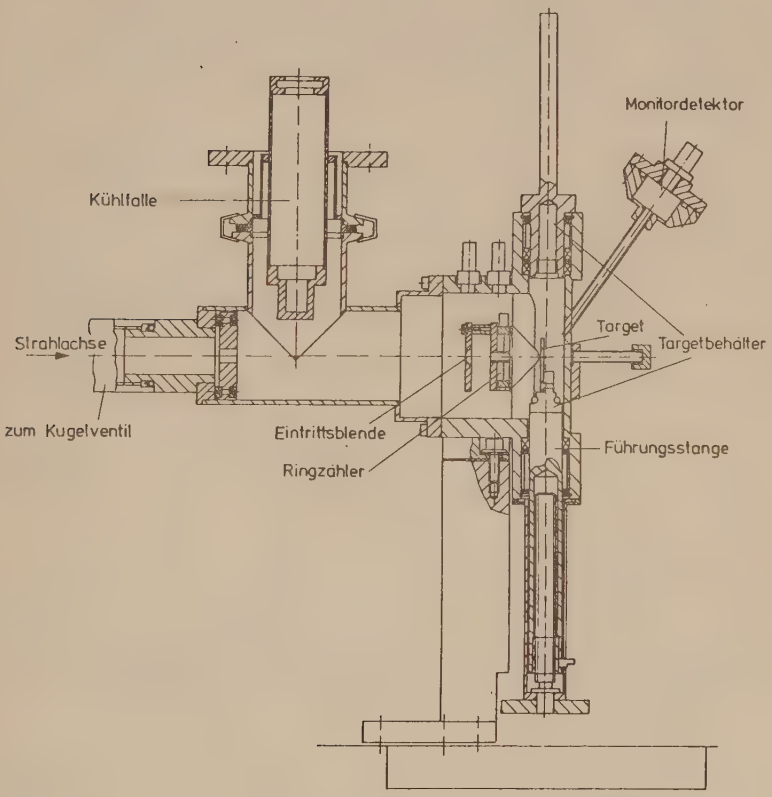

Fig. 2-2 Streukammer und Targetbehälter für Messungen mit ^{226}Ra- Targets.

2.2 Experimentelle Parameter

Wir haben die Coulombanregung von ^{226}Ra mit unterschiedlichen Projektilen und bei verschiedenen Einschußenergien untersucht. Diese Arbeit berichtet über die Experimente mit 135 MeV ^{32}S, 150 MeV ^{32}S und 243 MeV ^{58}Ni auf ^{226}Ra (Tab. 2-1).

Die für die Coulombanregung charakteristischen Parameter sind in den Tabellen 2-2 und 2-3 zusammengefaßt. In Tab. 2-2 bezeichnet v_i die Anfangsgeschwindigkeit des Projektils, $a(\theta)$ den halben Minimalabstand zwischen Projektil- und Targetkern für Rutherfordstreuung unter einem Streuwinkel θ im CM-System (de Boer 1976). η bzw. ξ bezeichnen den Sommerfeld - bzw. den Adiabatizitätsparameter:

$$\eta = a(180^{o})/\lambda\!\!\!^{-}$$
$$\xi = \tau_{coll}/\tau_{nucl} \qquad (2.1)$$

wobei $\lambda\!\!\!^{-}$ die Wellenlänge des Projektils, τ_{coll} die Stoßzeit und $\tau_{nucl} = \hbar/(E_n - E_o)$ die Schwingungsdauer für den Übergang $o \to n$ bezeichnet. Der Parameter Δ gibt den minimalen Abstand der Oberflächen von Projektil und Target an, wobei der Kernradius nach

$$R = 1.25 \cdot A^{1/3} \quad fm \qquad (2.2)$$

berechnet ist.

Tab. 2-1 Experimentelle Daten.

Projektil		Q^+	i	Target	Dicke	Backing	Dicke
	MeV		nA		μgcm^{-2}		μgcm^{-2}
^{32}S	135	12^+	60	RaF_2	115	C	30
^{32}S	150	13^+	60	RaF_2	115	C	30
$^{58}Ni^{\dagger}$	243	15^+	17	$RaBr_2$	390	C	30

† gepulst

Tab. 2-2 Coulombanregungsparameter für ^{226}Ra mit $E(2^+) = 0.067$ MeV (Erläuterungen im Text).

Projektil		v_i/c	$a(180^o)$	$\xi_{0^+\to 2^+}$	η	$\Delta(180^o)$
	MeV		fm			fm
^{32}S	135	0.095	8.6	0.03	108	6.0
^{32}S	150	0.100	7.7	0.02	102	3.8
^{58}Ni	243	0.095	9.2	0.03	190	5.9

Das Ergebnis der Coulombanregung wird durch die Parameter in Tab. 2-3 charakterisiert.

Die Größe $2 \cdot q \cdot \hbar$ ist der klassisch maximal mögliche Drehimpulsübertrag in der Grundzustandsrotationsbande durch E2-Wechselwirkung für den Grenzfall $\xi = 0$:

$$2 \cdot q \cdot \hbar = Z_p \cdot e^2 \cdot Q_o / (2 \cdot v_i \cdot a^2) \qquad (2.3)$$

Der Parameter $\chi^{(\lambda)}$ ist ein Maß für die Stärke der Eλ-Wechselwirkung und ist wie folgt definiert:

$$\chi^{(\lambda)}_{O\to f} = \frac{\sqrt{16\pi}\cdot(\lambda-1)!\; Z_p\cdot e\cdot\langle I_o||M(E\lambda)||I_f\rangle}{(2\lambda+1)!!\cdot\hbar\cdot v_i\cdot a^{\lambda}\sqrt{2I_o+1}} \qquad (2.4)$$

Das Betragsquadrat $|\chi^{(3)}|^2$ liefert für $\theta=\pi$ und $\xi=o$ in einem reinen Vibrationsmodell für sphärische Kerne mit nicht wechselwirkenden Phononen die mittlere Zahl <N> angeregter Oktupolphononen:

$$\langle N\rangle = |\chi^{(3)}|^2 \qquad (2.5)$$

und deren Verteilung:

$$P_N = \frac{1}{N!}\cdot|\chi^{(3)}|^{2N}\exp(-|\chi^{(3)}|^2) \qquad (2.6))$$

(Alder et al 1975 Kap. VII).

Tab. 2-3 Coloumbanregungsparameter für ^{226}Ra mit $Q_o^{(2)}$ = 7.6 b und B(E3, $O^+\to 3^-$) = 0.77 e^2b^3.

Projektil	MeV	2.q	$\lvert\chi_{O^+\to 3^-}\rvert^2$	P_0	P_1	P_2
^{32}S	135	6.3	0.05	0.95	0.05	0.001
^{32}S	150	7.4	0.09	0.91	0.08	0.004
^{58}Ni	243	9.7	0.11	0.90	0.09	0.005

Der Einfluß von Projektil und Einschußenergie auf die Anregungswahrscheinlichkeiten geht aus Fig. 2-3 hervor. In der Abbildung sind die γ-Ausbeuten für die Systeme ^{32}S + ^{226}Ra und ^{56}Ni + ^{226}Ra bei verschiedenen Einschußenergien aufgetragen. Die Rechnungen wurden mit dem semiklassischen de Boer- Winther- Code (vgl. Kap. 3.3) durchgeführt, wobei ein $B(E3,O^+ 3^-) = 0.77\ e^2b^3$ und für beide $Q_o^{(2)} = 7.6$ b angenommen ist.

2.3 Meßapparatur

Die Strahlachse wird innerhalb der Streukammer bestimmt durch eine 3 mm ϕ Eintrittsblende und eine 5 mm ϕ Austrittsblende, die durch einen kleinen Bleicup abgeschlossen wird (siehe Fig. 2-2 und Fig. 2-4). Das Target kann in horizontaler Richtung gedreht, in der Höhe bewegt und auf $\pm$ 0.1 mm justiert werden. Der Strahlstrom wird über den isolierten Bleicup abgenommen und gemessen. Unter dem Winkel 55° und im Abstand von 10 cm zum Target befindet sich ein Si-Oberflächensperrschichtzähler als Monitorzähler.

Unter 180° steht in 2.4 cm Abstand vom Target ein Ringdetektor (Loch ϕ = 5 mm) zum Nachweis der rückgestreuten Projektile. Der Detektor ist ein 400 mm^2 großer und 60 μm dicker Si-Oberflächensperrschichtzähler ($\Delta\Omega$ = 0.60 sr). Eine ca. 1 mg dicke Au-Folie vor diesem Ringdetektor reduziert den niederenergetischen Teilchen- und Gammauntergrund.

Unter 90° stehen jeweils zwei großvolumige, koaxiale Ge(Li)-Detektoren mit 10.2 % bzw. 17 % rel. Efficiency (3"x3"NaI). In einem Abstand (Frontfläche - Target) von 13.1 cm bzw. 11.4 cm überdecken sie einen Raumwinkel von $7.2 \cdot 10^{-2}$ sr bzw. 0.15 sr.

Weiter befinden sich in einem Abstand von 45 cm, bzw. 33 cm zwei 5" x 5" NaI-Szintillationsdetektoren unter einem Winkel von 0°, bzw. 30° ($6.2 \cdot 10^{-2}$sr, bzw. 0.11 sr). Alle vier Gammadetektoren sind mit Bleikollimatoren gegeneinander abgeschirmt.

Die Koinzidenzelektronik ist in Fig. 2-5 schematisch dargestellt. Das von den einzelnen Constant-fraction-trigger-Diskriminatoren (CFT) gelieferte Signal wird über Gate-and-delay-Generatoren (GG) und Fan-out-Einheiten (FO) geleitet

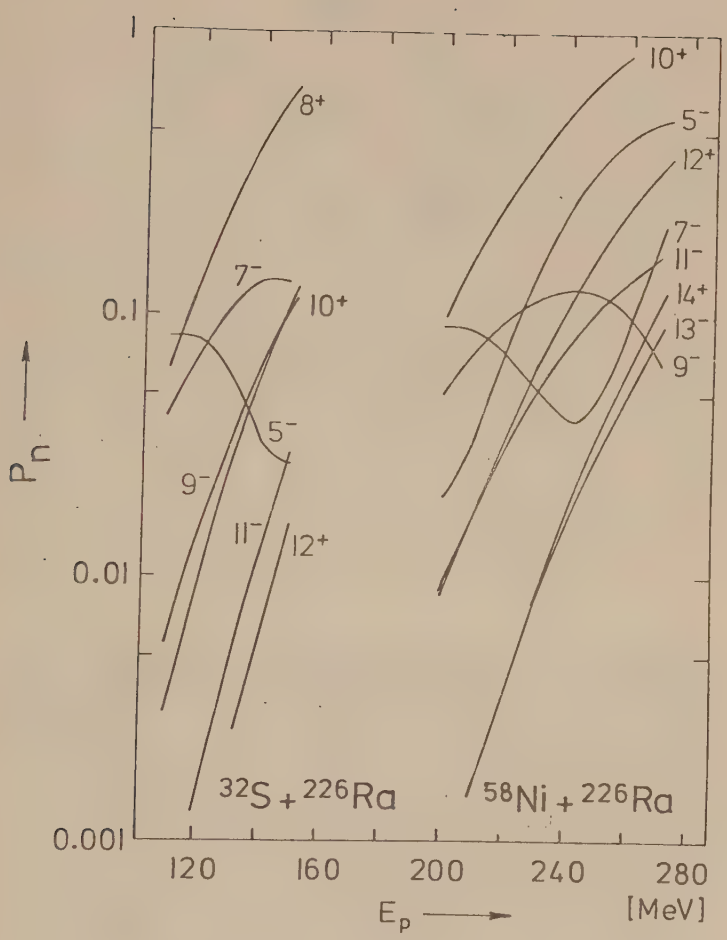

Fig. 2-3 Relative Anregungswahrscheinlichkeiten P_n in ^{226}Ra als Funktion der Einschußenergie für die Projektile ^{32}S und ^{58}Ni.

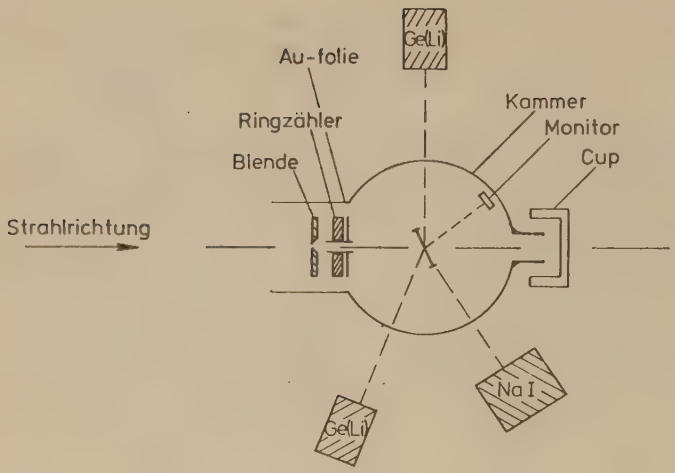

Fig. 2-4 Schema der experimentellen Anordnung.

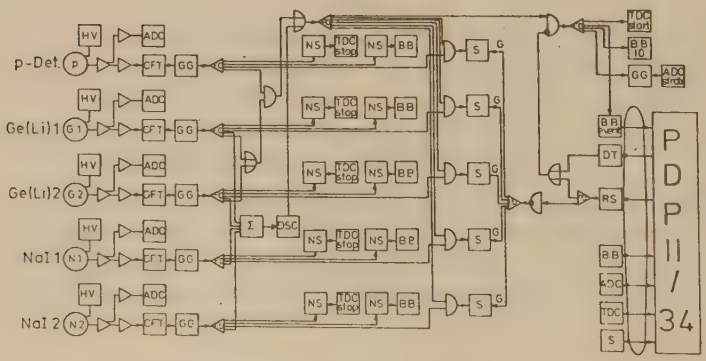

Fig. 2-5 Schema der Koinzidenzelektronik (HV - Hochspannungsversorgung, BB- Bit-pattern-box, NS - Delay; Erläuterung weiterer Abkürzungen im Text).

und mehrfach genutzt. Zum einen geht das Signal an die einzelnen Zähler (S). Zum anderen setzt es in der sogenannten Bit- pattern- Box das zu dem entsprechenden Detektor gehörende Bit (Nouvel et al. 1978). Die gesetzten Bits werden gemeinsam mit den Energiedaten aus den Analog- Digital- Wandlern (ADC) und den Zeitdaten aus den Zeit- Digital- Wandlern (TDC) von einer PDP 11/34 ausgelesen. Weiterhin dient das verzögerte CFT- Signal als Stopsignal für den jeweiligen TDC. Gestartet werden die TDC's, sowie der Auslesevorgang der PDP 11/34 durch das aus allen CFT- Signalen gemeinsam abgeleitete und das Ereignis definierende Eventsignal. Im wesentlichen werden hierzu die CFT- Signale aufsummiert (Σ), dann wird über einen Diskriminator (DSC) die Multiplizität des Koinzidenzereignisses geprüft und über weitere logische Einheiten werden zusätzliche Bedingungen gestellt. Es müssen entweder mindestens drei Gammadetektoren oder der Ringzähler und mindestens eine Ge(Li)- Diode angesprochen haben. Die NaI- Detektoren sollen nur als Multiplizitätsfilter in reinen γ-γ- Koinzidenzen wirken.

Die Gammadetektoren wurden mit ^{60}Co-, ^{182}Ta- und ^{152}Eu-Quellen, sowie mit Hilfe der natürlichen Aktivität der ^{226}Ra-Targets geeicht. Die Energieskalierung wird durch χ^2- Fit der Eichpunkte mit Polynomen maximal 3. Grades erhalten (Programm: EICH†). Die Ge(Li)- Ansprechwahrscheinlichkeiten werden mit Hilfe geeigneter Fitfunktionen kalibriert. Hierzu wurden die semiempirischen Efficiency- Funktionen von Abreu et al. 1975 so erweitert, daß der Einfluß sowohl der CFT-Schwellen wie auch des "Slow- risetime- reject"- Modes der CFT's von den Fitfunktionen erfaßt werden können. Das von uns erstellte Computerprogramm EFFI† paßt diese Funktionen an die Eichwerte in einem nichtlinearen χ^2- Fit an. Die so erhaltenen "Efficiency"- Kurven sind in Fig. 2-6 zusammen mit den Eichwerten dargestellt.

---

†Das Programm ist an einer PDP 15 der Sektion Physik, Universität München installiert.

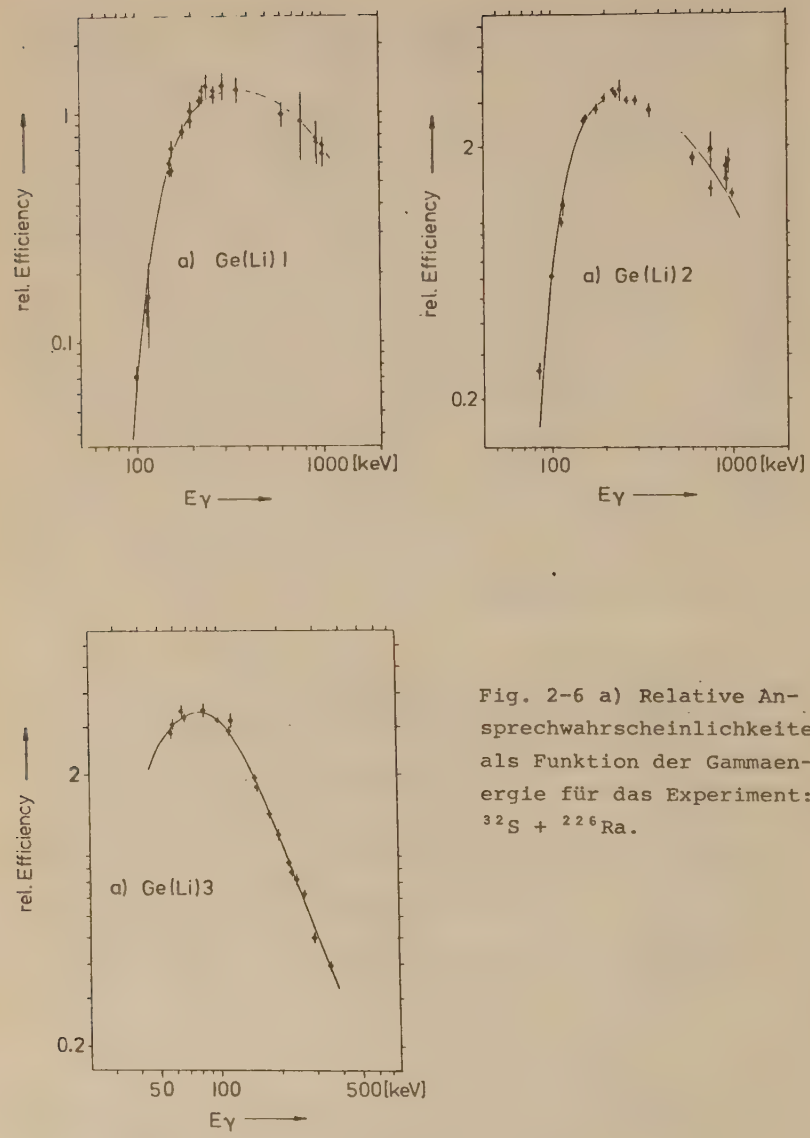

Fig. 2-6 a) Relative Ansprechwahrscheinlichkeiten als Funktion der Gammaenergie für das Experiment: $^{32}S + ^{226}Ra$.

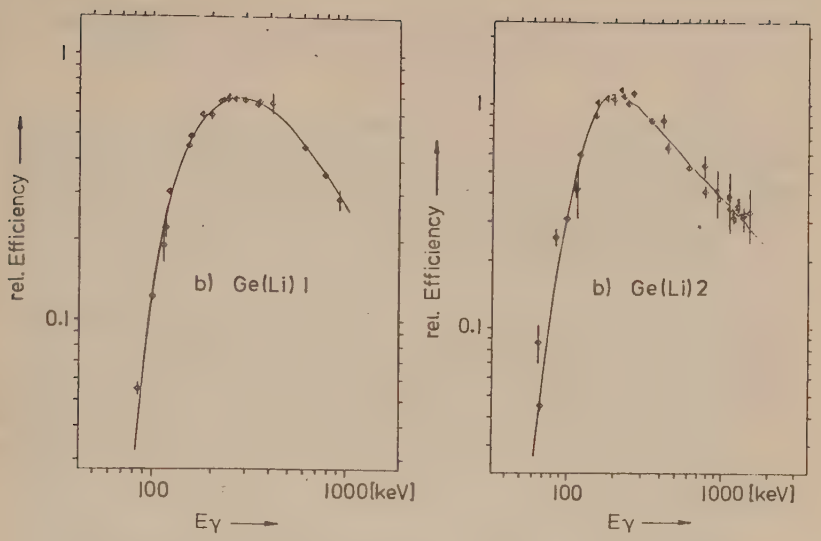

Fig. 2-6 b) Relative Ansprechwahrscheinlichkeiten als Funktion der Gammaenergie für das Experiment: $^{58}Ni + ^{226}Ra$.

Der starke Abfall der Efficiency für Energien kleiner 200keV ist auf den "Slow-Risetime-reject"-Mode der CFT's zurückzuführen.

Die soweit beschriebene Apparatur ist die des Experiments 243 MeV $^{58}Ni + ^{226}Ra$. Von dieser unterscheidet sich die Apparatur für die Experimente mit $^{32}S + ^{226}Ra$ in folgenden Punkten:

Der Teilchenringzähler hat die etwas kleinere Fläche von 200 mm^2 ist nicht von einer Au-Folie abgeschirmt. Anstelle der beiden NaI-Detektoren steht eine planare Ge(Li)-Diode. Die Abstände der Ge(Li)-Dioden betragen 7 cm, 5 cm und 6 cm, ihre Winkel zur Strahlachse sind 107^{o}, 48^{o} und

90^{o}. Die Koinzidenzelektronik verlangt das Ansprechen des Teilchenzählers und mindestens einer Ge(Li)-Diode.

Das Experiment $^{58}Ni + ^{226}Ra$ wurde am Heidelberger Nachbeschleuniger im getasteten Betrieb durchgeführt. Hierbei wurde 168 MeV (15^{+}) ^{58}Ni in den Nachbeschleuniger ohne Verwendung des Nachstrippers eingeschossen und von diesem auf 242.6 MeV (15^{+}) beschleunigt.

Zum Zeitpunkt des Experiments befand sich der Nachbeschleuniger in seiner ersten Aufbauphase: Die erste Sektion, umfassend drei Modulen mit jeweils vier Spiralresonatoren, wurde bei einer UKW-Frequenz von 108 MHz betrieben und lieferte eine effektive Spannung von 3 MV im Dauerstrich, bzw. 6 MV bei einem Tastverhältnis von 1:4 (Jaeschke et al. 1977).

Das MP-Tandem wird an die longitudinale und transversale Akzeptanz des Nachbeschleunigers durch ein Quadrupoltriplet und einem Rebuncher angepaßt. Nach Messungen mit einem ^{32}S-Strahl (Jaeschke et al 1978) ist die relative Energieschärfe besser als 5.10^{-3} . Ein harmonischer Niederenergiebuncher und ein 13.56 MHz Hochenergiechopper liefert ns-Strahlpulse, die einen Abstand von 74 ns haben.

3. Ergebnisse

3.1 Spektren

3.1.1 Teilchenspektren

Zusätzlich zu den rückgestreuten Projektilen wird vom Ringzähler die intensitätsstarke Alphastrahlung aus der natürlichen Targetaktivität mit einer typischen Zählrate von $5 \cdot 10^4$ s^{-1} gemessen. Fig. 3-1 zeigt dies an Hand eines Ringzählerspektrums für 135 MeV ^{32}S + ^{226}Ra. Die α- Gruppen sind energetisch gut getrennt vom Projektilpeak. Damit lassen sich die Gammazerfälle aus der natürlichen Targetaktivität von denen aus der Coulombanregung durch geeignet definierte Koinzidenzbedingungen trennen. Während der Messungen wird die Schwelle des Teilchen- CFT so gesetzt, daß Ereignisse unter 40 MeV (22 MeV) verworfen werden (Fig. 3-2). Die Teilchenzählraten haben dann typische Werte von 200 s^{-1} bis 500 s^{-1}.

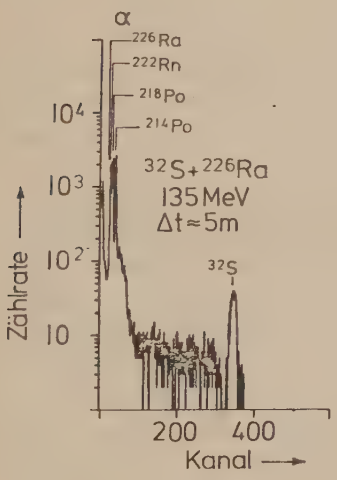

Fig. 3-1 Teilchenspektrum bei niedriger CFT-Schwelle.

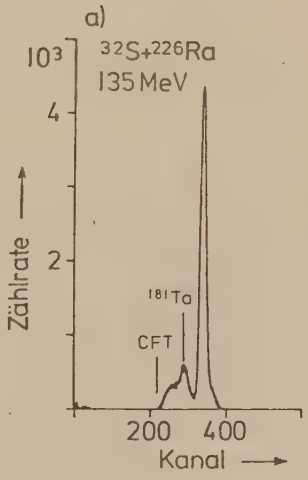

Fig. 3-2 a) Teilchenspektrum bei hoher CFT- Schwelle für 135 MeV ^{32}S + ^{226}Ra.

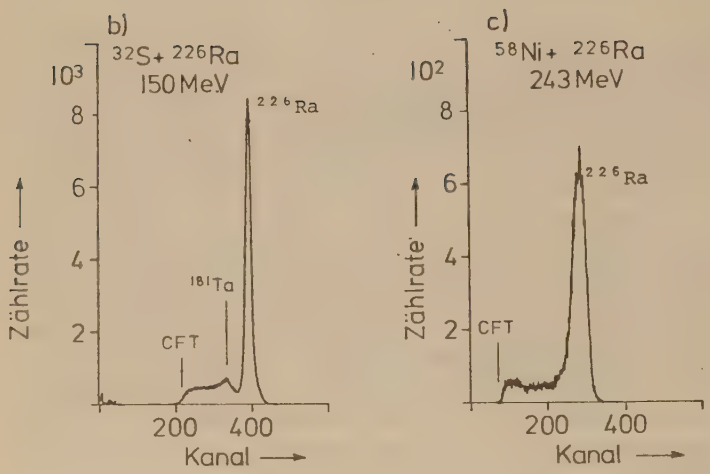

Fig. 3-2 Teilchenspektren bei hoher CFT- Schwelle.
b) 150 MeV ^{32}S + ^{226}Ra. c) 243 MeV ^{58}Ni + ^{226}Ra.

Die niederenergetische Stufe unterhalb des Teilchenpeaks zeigt eine starke Korrelation zur Pb-Röntgenstrahlung. Wir vermuten daher, daß diese niederenergetischen Teilchen von der Rückstreuung an den Pb- Blenden stammen. Besonders deutlich ist außerdem in Fig. 3-2 ein weiterer schwacher, niederenergetischer Peak auf dieser Stufe zu sehen. Die Gammakoinzidenzen mit Teilchen aus diesem Peak zeigen starke Ta-Röntgenstrahlung. Die Lage der Peaks entspricht einer Streuung der Projektile an Tantal $E'_p(Ta)/E'_p(Ra) \approx 0.87$ (^{32}S) bzw. ≈ 0.75 (^{58}Ni). Im Fall 243 MeV ^{58}Ni sind die beiden Peaks nicht mehr zu trennen. Tantal ist als Verunreinigung im Target enthalten. Bei der Verdampfung von RaF_2

wird der aus Tantal bestehende Schmelztiegel angegriffen, die tantalhaltigen Zersetzungsprodukte schlagen sich dann auf dem Target nieder. Wegen der im Vergleich zu Fluor kleineren chemischen Reaktionsfähigkeit von Brom wird jedoch das $RaBr_2$-Target weniger Tantalverunreinigungen als die RaF_2-Targets enthalten.

3.1.2 Gammaspektren

Die Koinzidenzelektronik liefert für jeden Zähler ein Zeitsignal. Die Differenz der Zeitsignale koinzidenter Detektoren liefert das dazugehörige Zeitspektrum. In allen, im folgenden diskutierten Gammaspektren ist nun immer ein Fenster auf den Teilchenpeak (Fenstergröße ca.1/10-Wertsbreite) gesetzt. Ein zusätzliches Fenster in den Zeitdifferenzspektren auf dem prompten Peak bzw. neben dem prompten Peak, liefert die Gammaspektren für prompte Teilchen-Gamma-Ereignisse bzw. für zufällige Teilchen-Gamma- Ereignisse. Die Spektren der "zufälligen" Gammas sind in Fig. 3-3 b) bis 3-5 b) dargestellt. Von den "prompten" Gammaspektren werden, normiert auf die 609 MeV Aktivitätslinie , die "zufälligen" Gammaspektren subtrahiert. Die Abbildungen Fig. 3-3 a) bis 3-5 a) zeigen diese Spektren. In den Abbildungen Fig. 3-6 bis 3-9 sind einige Spektren für Teilchen-Ge(Li)-Ge(Li) und Teilchen-Ge(Li)-NaI-Ereignisse dargestellt.

Gammamessungen bei Coulombanregungsexperimenten mit schweren Ionen werden durch Dopplershift und Dopplerverbreiterung erheblich beeinträchtigt. Wir haben zur Abschätzung dieses Effektes für die verschiedenen Detektoranordnungen Gammalinienprofile mit Hilfe einer Monte-Carlo-Methode berechnet. Die Rechnungen geben mit Ausnahme der Ge(Li)-Diode 2 (Experiment: $^{32}S + ^{226}Ra$) die Linienbreiten richtig wieder. Der hochenergetische Schwanz in den Spektren der Ge(Li)-Diode 2. (Fig. 3-3 und 3-4) ist auf Pile-up-Effekte zurückzuführen.

Wie weit können nun die in Frage kommenden Verunreinigungen des Targets, bzw. andere, mit der Coulombanregung konkurrierende Kernreaktionen die Ergebnisse verfälschen.

Zunächst läßt sich der Einfluß zufälliger Teilchen-Gamma-Koinzidenzen aus dem Vergleich der "prompten" mit den "zufälligen" Gamma-Koinzidenzspektren abschätzen. In den zufälligen Spektren sind nur Linien aus der natürlichen Targetaktivität und mit schwacher Intensität die stärksten Linien aus der Coulombanregung zu sehen. Die Linien aus der Targetaktivität sind in den prompten Spektren gegenüber den Coulomb-angeregten Übergängen stark unterdrückt. Mit Ausnahme der 186 keV und der 352 keV Linie in der Targetaktivität sind die Energien der anderen Gammaübergänge von den Energien der Gammaübergänge aus der Coulombanregung deutlich getrennt. Dies gilt besonders für die starken ^{214}Pb-und ^{214}Bi-Linien bei 242 keV und 609 keV. Anhand dieser beiden Linien läßt sich erkennen, daß die Targetaktivität keine nennenswerten Beiträge zu den Intensitäten der im Niveauschema Fig. 1-1 vorkommenden Gammaübergänge liefert. Dieser Schluß gilt nicht nur für die Gammaaktivität des Radiums und seiner Folgeprodukte , sondern auch für mögliche Reaktionen im Target, Kammer usw. soweit diese nicht mit den unter Rückwärtswinkel gestreuten Projektilen korreliert sind.

Mögliche Anteile an den Gammaspektren könnten Projektilstreuungen an Verunreinigungen im Target oder Streuungen an der Kammeraustrittsblende (Pb und Ta) haben. Unter Berücksichtigung der Energieauflösung des Teilchenzählers können am Teilchenpeak (Fig. 3-2) nur Verunreinigungen der Massenzahl $A_T \gtrsim 185$ beteiligt sein.

Der Einfluß der Tantalverunreinigungen der Radiumtargets werden somit in der Offline-Auswertung durch entsprechend gesetzte Fenster eliminiert. In der Coulombanregung von ^{181}Ta sollte außerdem der Gammaübergang ($9/2^+ \rightarrow 7/2^+$, 136 keV) eine

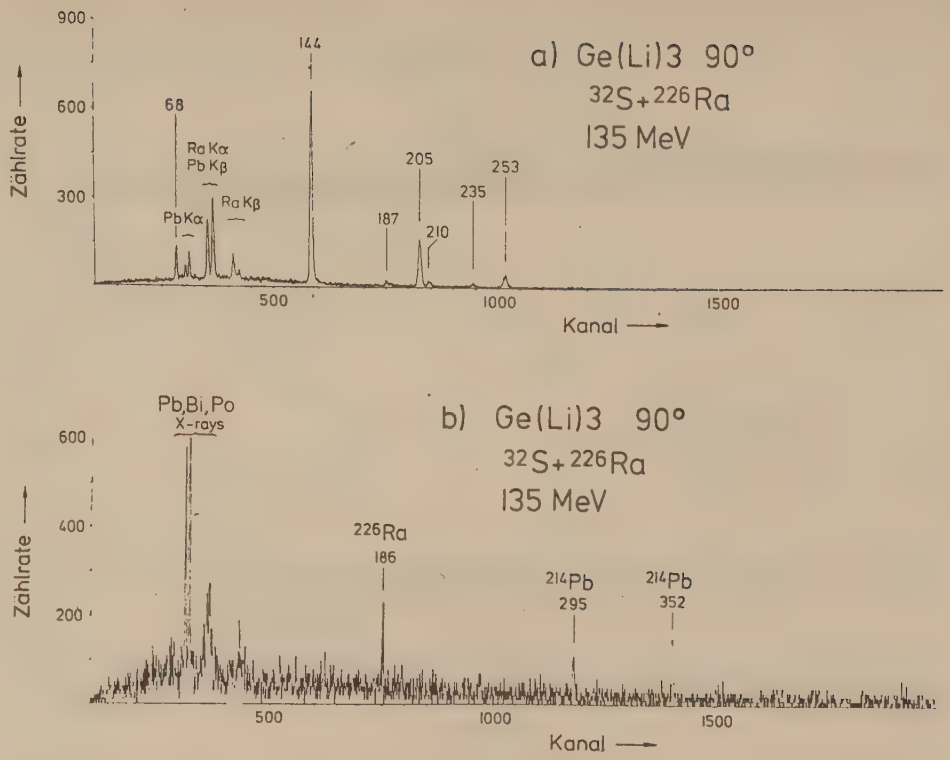

Fig. 3-3 Ge(Li)- Spektren für 135 MeV ^{32}S + ^{226}Ra.
a) Koinzidenzspektrum b) zufällige Koinzidenzen.

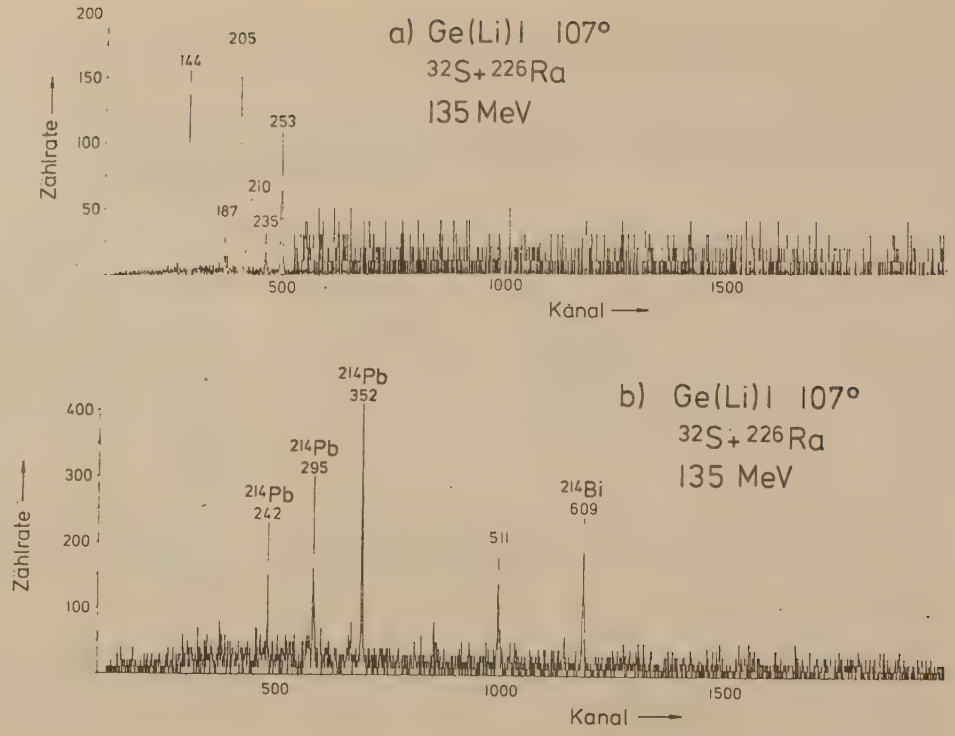

Fig. 3-3 Ge(Li) – Spektren (Fortsetzung)

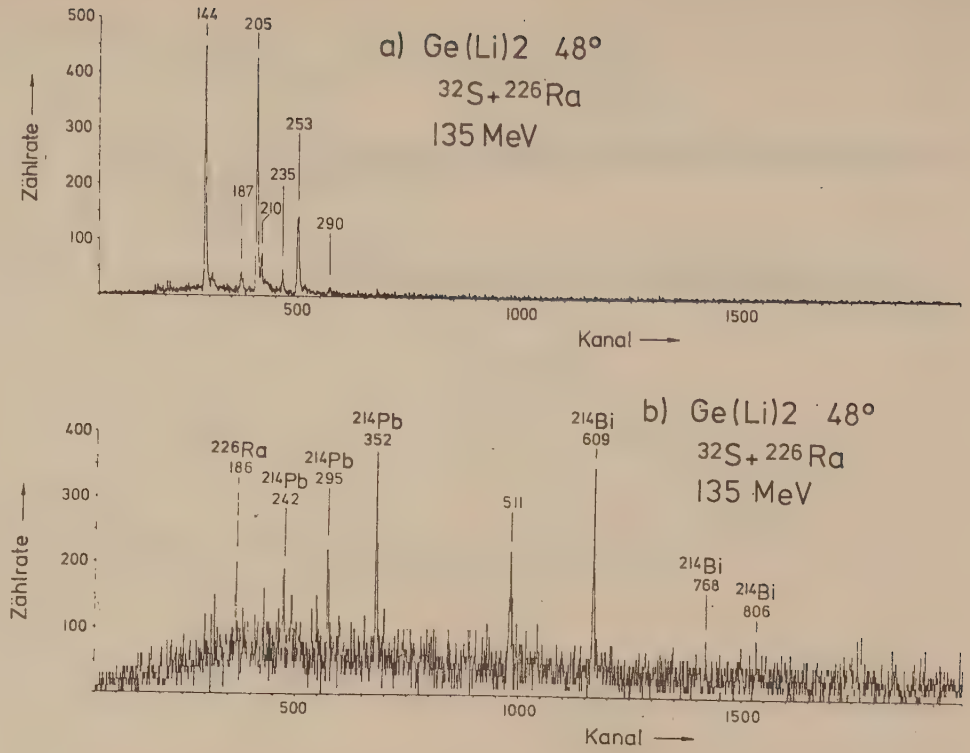

Fig. 3-3 Ge(Li)- Spektren (Fortsetzung).

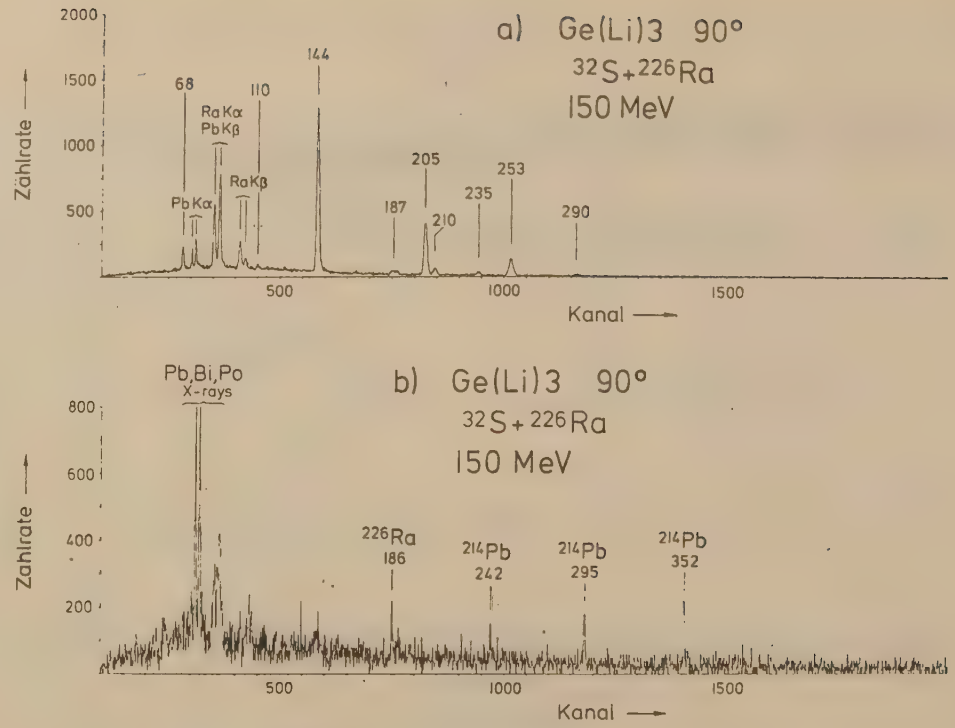

Fig. 3-4 Ge(Li)- Spektren für 150 MeV ^{32}S + ^{226}Ra.
a) Koinzidenzspektrum b) zufällige Koinzidenzen.

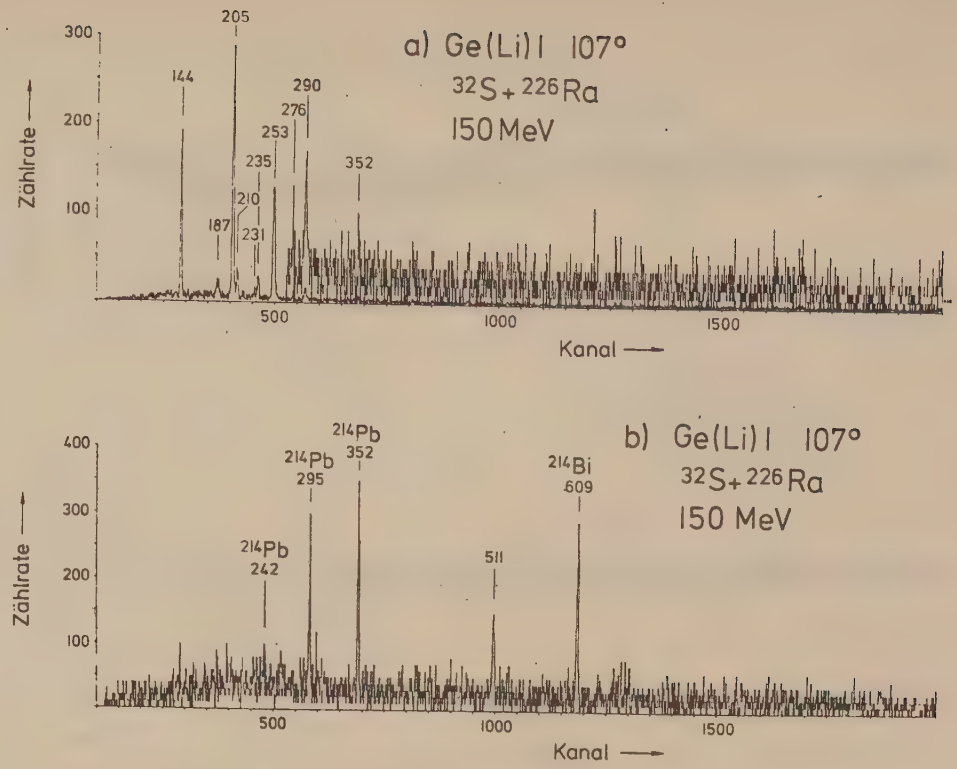

Fig. 3-4 Ge(Li)- Spektren (Fortsetzung).

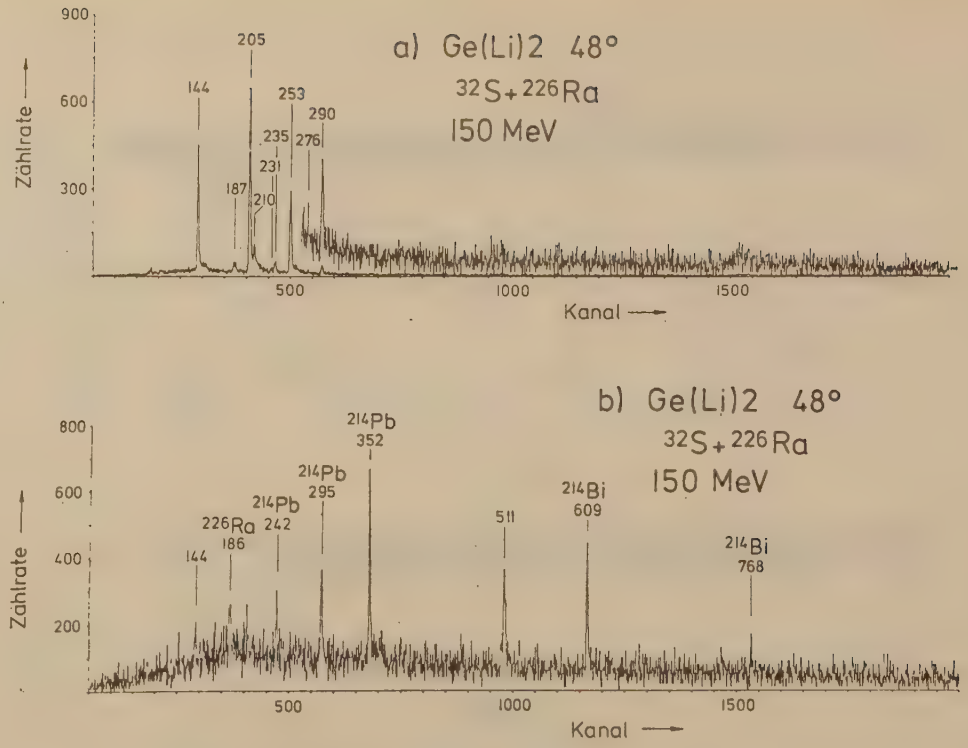

Fig. 3-4 Ge(Li)- Spektren (Fortsetzung).

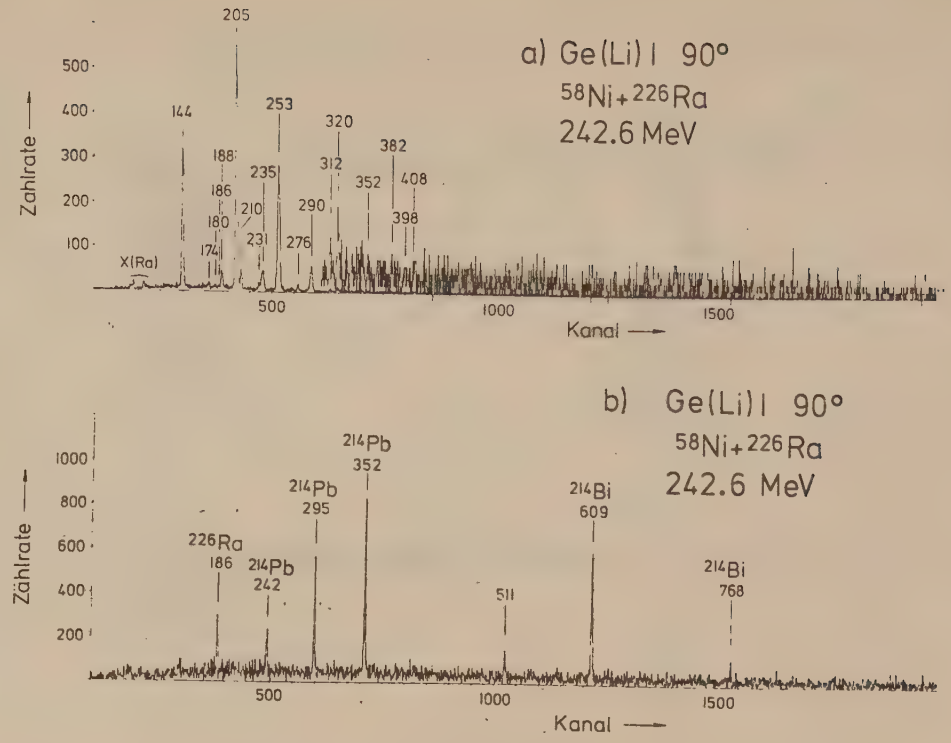

Fig. 3-5 Ge(Li)- Spektren für 243 MeV ^{58}Ni + ^{226}Ra.
a) Koinzidenzspektrum b) zufällige Koinzidenzen.

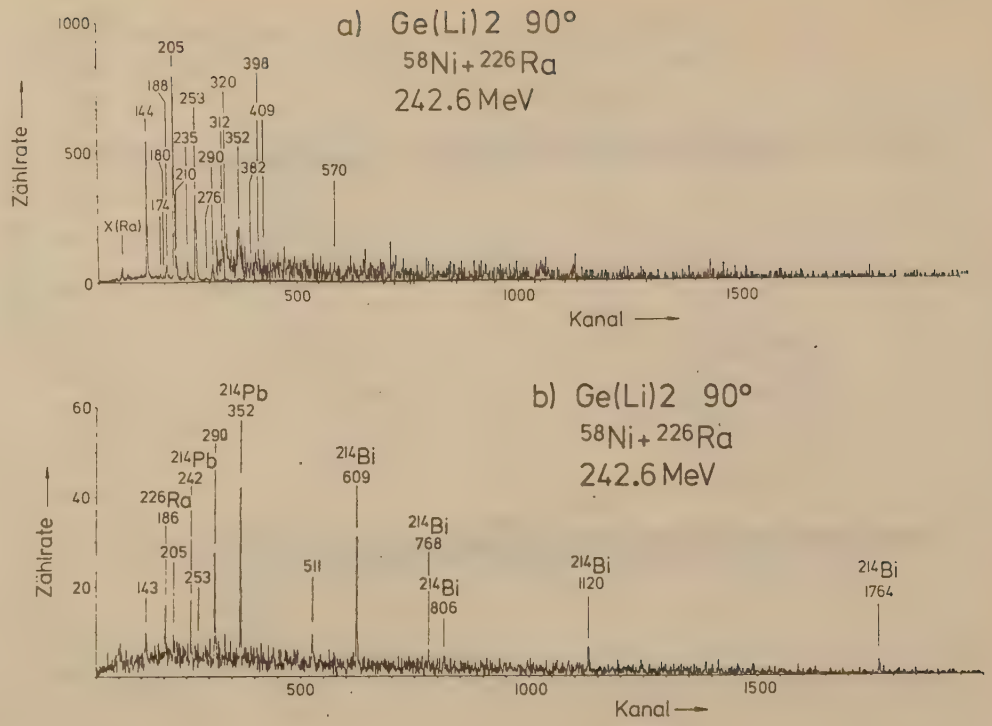

Fig. 3-5 Ge(Li)- Spektren (Fortsetzung).

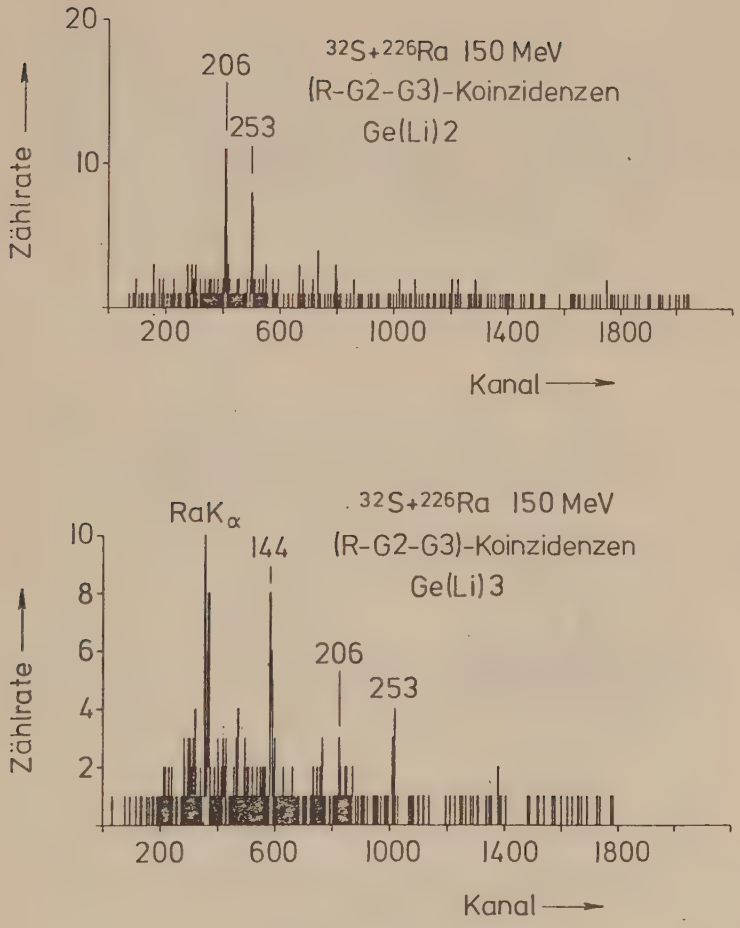

Fig. 3-6 Teilchendet.-Ge(Li)-Ge(Li)-Koinzidenzen.

hohe Intensität haben (Inamura et al. 1976). In keinem der prompten Spektren wird dieser Gammaübergang gesehen.

Mit Ausnahme von Pb- Isotopen fehlt jeder Hinweis für weitere Verunreinigungen durch andere, schwere Isotope. In den prompten Gammaspektren sind jedoch neben der Röntgenstrahlung von Radium auch Röntgenstrahlung von Blei zu sehen (Fig. 3-3, 3-4). Gammaübergänge in Pb- Isotopen, die aus der Coulombanregung stammen, werden nicht beobachtet, wegen ihrer Energien stören sie auch nicht die Messung der γ-Übergänge in ^{226}Ra.

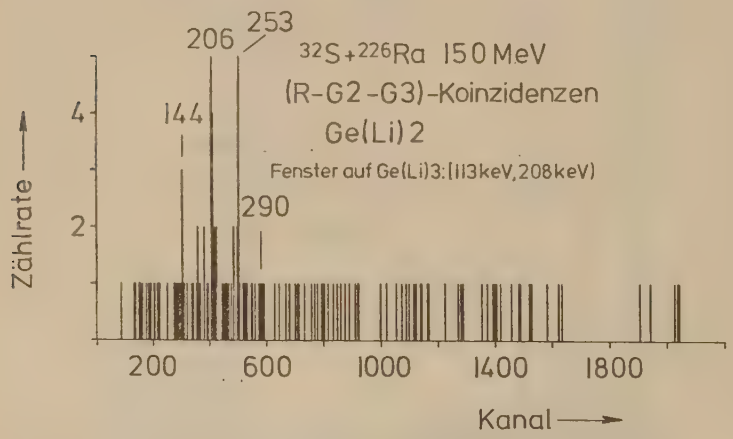

Fig. 3-7 Teilchendet.- Ge(Li)- Ge(Li)- Koinzidenzen mit Fenster von 113 keV bis 208 keV auf Ge(Li) 3.

Die in den Experimenten gemessenen Gammaübergänge lassen sich mit Ausnahme einiger intensitätsschwacher Linien mit Energien über 400 keV in ein Niveauschema einreihen (Fig. 1-1). Dieses Niveauschema stützt sich auf die gemessenen Energien und Intensitäten der γ-Übergänge.

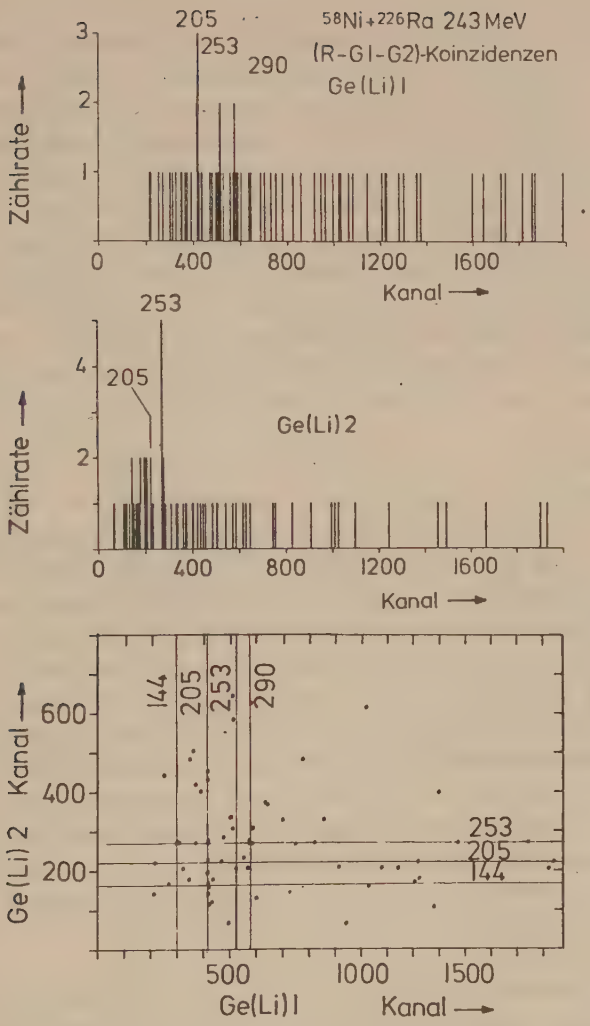

Fig. 3-8 Teilchendetektor- Ge(Li)- Ge(Li)- Koinzidenzen: totale Projektionen und 2-dimensionaler Energieplot.

Wegen der niedrigen Zählraten können nur für die stärksten Übergänge auch aus Teilchen-Gamma-Gamma-Koinzidenzen Rückschlüsse auf das Zerfallsschema gezogen werden. Auch ist aus demselben Grund die explizite Bestimmung der Multipolarität der Gammaübergänge aus den gemessenen Winkelverteilungen nicht möglich. Zum Teil sind die Intensitäten der in das Niveauschema Fig. 1-1 eingeordneten Gammaübergänge so niedrig, daß ihre Existenz wegen der hieraus resultierenden statistischen Fehler fraglich ist. In solchen Fällen wird als Kriterium zugrunde gelegt, ob diese Linie von der automatischen Fitsuchroutine des Programms GASPAN (Riess 1977) gefunden wird. In der Tab. 3-1 sind alle so gefundenen Gammaübergänge und ihre Zuordnung zusammengefaßt.

Der Gammazerfall aus der Coulombanregung von ^{226}Ra hat bei unseren Experimenten eine mittlere Multiplizität ca. 3. Damit sind die Zählraten für p-γ-γ Ereignisse bei unseren Detektorgeometrien ca. um den Faktor 1000 niedriger als die p-γ- Koinzidenzen. Selbst von den stärksten Gammaübergängen werden nur noch wenige Ereignisse gemessen. In Fig. 3-8 sind für p-γ-γ- Ereignisse (Ge(Li)-Ge(Li)) zweidimensionale Energieplots mit den dazugehörigen totalen Projektionen dargestellt. Trotz der schlechten Statistik wird die Einordnung einzelner Gammaübergänge in die Grundzustandsbande, insbesondere die Einordnung der 253keV-Linie, bestätigt. γ-γ-Koinzidenzen sind in unseren Experimenten nicht sehr selektiv für den Gammazerfall aus der Coulombanregung, da auch in der natürlichen Targetaktivität Gammazerfall ähnlicher Multiplizität vorkommt.

Unsere Messungen könnten auch von anderen Reaktionen als der Coulombanregung beeinflußt werden. Wir haben, um große Anregungswahrscheinlichkeiten zu erhalten, die Einschußenergien sehr knapp an der Coulombbarriere gewählt (vgl. Tab. 2-2). Es werden sich daher Transferreaktionen (Leigh et al.1979) und Coulombspaltung ereignen (Habs et al.1977, Oberacker 1977).

Die dazugehörenden Wirkungsquerschnitte haben an der Coulombbarriere ungefähr die Größe 1 mb/sr, dies entspricht den Wirkungsquerschnitten für die Anregung des 12^+ bzw. des 9^- in ^{226}Ra für 243 MeV ^{58}Ni + ^{226}Ra. Weitergehende Aussagen können wir jedoch über diese Reaktionen im Rahmen unserer Messungen nicht machen.

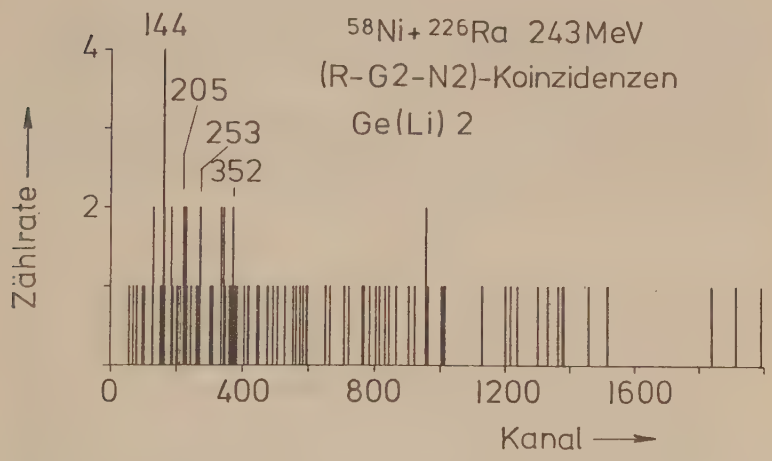

Fig. 3-9 Teilchendet.-Ge(Li)-NaI-Koinzidenzen.

3.2 Verzweigungsverhältnisse

Unter Zugrundelegung des von uns vorgeschlagenen Niveauschemas werden von den Niveaus 5^- bis 11^- der $(K^\pi = 0^-)$-Bande und möglicherweise von dem Niveau 12^+ der Grundzustandsbande E1- und E2- Gammaübergänge beobachtet. Der mögliche E1-Übergang von 10^+ nach 9^- (102keV) kann wegen der $RaK_{\beta 2}$-Strahlung (103.6keV) nicht analysiert werden.

Die Amplitude $\delta_{E\lambda}$ für E2-Multipolübergänge der Energie $\hbar\omega$ und die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit $B(E\lambda)$ sind definiert als (Alder et al. 1975):

$$\delta_{E\lambda}(i\to f) = i^\lambda \left(\frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda((2\lambda+1)!!)^2 \cdot \hbar} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2\lambda+1} \right)^{+1/2} \frac{\langle f || M(E\lambda) || i\rangle}{\sqrt{2I_i+1}}$$

$$B(E\lambda, i\to f) = \frac{1}{2I_i+1} \cdot |\langle f||M(E\lambda)||i\rangle|^2 \qquad (3.1)$$

Die Größe $\gamma(E\lambda, i\to f) = |\delta_{E\lambda}|^2$ ist dann die partielle Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit durch $E\lambda$-Gammazerfall. Falls ein Zustand nur über $E\lambda$-Gammastrahlung zerfallen kann, ist die Lebensdauer τ und die totale Zerfallsrate γ_{tot} dieses Zustandes durch

$$\gamma_{tot} = \frac{1}{\tau} = \sum_{\lambda,f} |\delta_{E\lambda}(i\to f)|^2 \qquad (3.2)$$

gegeben. In diesen Gleichungen sind die $\langle f||M(E\lambda)||i\rangle$ die reduzierten Matrixelemente des $E\lambda$-Operators $M(E\lambda,\mu)$ bezüglich eines Koordinatensystems, das im CM-System des Kernes fixiert ist und dessen Achsen parallel zu einem laborfesten Koordinatensystem orientiert sind.

Die explizite Abhängigkeit von den Spins des Anfangs- und Endzustandes läßt sich durch die Transformation in ein körperfestes Koordinatensystem (deformierter Kern) für Übergänge zwischen (K=0)-Banden wie folgt darstellen:

$$\langle f||M(E\lambda)||i\rangle = \sqrt{2I_i+1}\cdot\langle I_i 0\lambda 0|I_f 0\rangle\cdot m^{(\lambda)}_{i'f'} \qquad (3.3)$$

In Gl.(3) bezeichnen die Matrixelemente $m^{(\lambda)}_{i'f'}$ die intrinsischen Momente des $E\lambda$ -Operators zwischen den intrinsischen Zuständen i' und f' : $m^{(\lambda)}_{i'f'} = \langle f'||E\lambda_{\text{intrinsisch}}||i'\rangle$ (Bohr et al.1975). Diese sind mit den intrinsischen Q_o-Momenten über die Beziehung:

$$eQ^{(\lambda)}_o = \frac{\sqrt{16\pi}}{\sqrt{2\lambda+1}}\cdot m^{(\lambda)}_{i'i'} \qquad (3.4)$$

verknüpft. Die Spinabhängigkeit der Multipolmomente, die in Gl.(3) zum Ausdruck kommt, ist rein geometrischer Natur. Zusätzlich können jedoch auch die intrinsischen Momente $m^{(\lambda)}_{i'f'}$ vom Spin abhängig sein. Coriolis- und Zentrifugalkräfte beispielsweise führen zur Kopplung des intrinsischen Zustands an die Rotation und damit zu Abweichungen von dem Modell des starren Rotators.

Das Verzweigungsverhältnis eines E1- zu einem E2- γ-Übergang aus demselben Anfangszustand in zwei verschiedene Endzustände f_1 und f_2 ergibt sich damit für den starren Rotator zu:

$$\frac{\gamma(E1,i\to f_1)}{\gamma(E2,i\to f_2)} = 1.30\cdot 10^6\cdot \frac{(\Delta E_1)^3\cdot|\langle I_i 010|I_{f_1}0\rangle|^2\cdot|m^{(1)}_{i'f'}|^2}{(\Delta E_2)^5\cdot|\langle I_i 020|I_{f_2}0\rangle|^2\cdot|m^{(2)}_{i'i'}|^2}\ \text{MeV}^2\text{fm}^2 \qquad (3.5)$$

wobei ΔE_i die entsprechenden Übergangsenergien bezeichnet.

Die aus den gemessenen Gammaintensitäten nach Gl. (3.5) berechneten $|m^{(1)}_{i'f'}|^2 / |m^{(2)}_{i'i'}|^2$ - Verhältnisse sind in Fig. 3-10 als Funktion der Spins der Anfangszustände dargestellt. Die Gammaintensitäten sind zwar bezüglich ihrer Winkelverteilung nicht korrigiert, die Rechnungen zur Coulombanregung zeigen jedoch, daß diese Korrektur im Vergleich zu den sonstigen Fehlern vernachlässigbar ist. In dieser Abbildung werden unsere Ergebnisse mit entsprechenden experimentellen Werten für ^{224}Ra (Kurcewicz et al.1977) und ^{238}U (Grosse et al.1975) verglichen.

Setzen wir voraus, daß die Quadrupolmomente in der Grundzustandsbande und in der ($K^{\pi}=0^-$)- Bande ungefähr gleich sind, so erhalten wir - ähnlich wie Kurcewicz et al. 1977 in ^{224}Ra - Verzögerungsfaktoren für E1- Übergänge im Vergleich zu Einteilchen- Abschätzungen von ca. 1000.

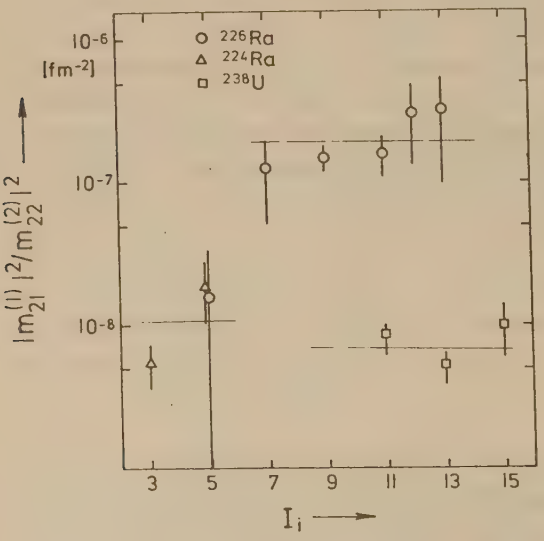

Fig. 3-10 Experimentelle $|m^{(1)}_{i'f'}|^2 / |m^{(2)}_{i'i'}|^2$ - Verhältnisse.

Besonders interessant ist nun die Spinabhängigkeit der Verhältnisse $|m^{(1)}_{i'f'}|^2/|m^{(2)}_{i'i'}|^2$. Nach den in Gl. (3.4) zum Ausdruck kommenden Vorstellungen sollten diese Quotienten nahezu konstant sein. Dies ist für $I \geq 7$ sowohl für ^{226}Ra wie auch für ^{238}U erfüllt, jedoch weichen sie für $I=3$ und $I=5$ systematisch um 1 bis 2 Zehnerpotenzen hiervon ab. Und dieses Verhalten wird möglicherweise auch in ^{224}Ra gemessen.

Schließlich differieren die absoluten Werte für ^{226}Ra und für ^{238}U um fast 2 Zehnerpotenzen. Dies weist auf die Bedeutung der Einteilchen- Struktur für diese kollektiven Banden negativer Parität hin (Peker et al. 1979).

3.3 Anregungsquerschnitte und Winkelverteilungen

In diesem Abschnitt werden die gemessenen Gammaintensitäten mit theoretischen Rechnungen verglichen. Hierzu werden zunächst die wesentlichen Züge der Coulombanregung kurz dargestellt, dann wird ausführlich auf den Gammazerfall und schließlich auf die Bestimmung der experimentellen Matrixelemente eingegangen.

In der Coulombanregung werden die Kernniveaus innerhalb der Stoßzeit von $\tau_{coll.} \simeq 10^{-21}$s bevölkert. Die Abregung durch nachfolgenden Gammazerfall und innere Konversion ist im Vergleich hierzu sehr langsam ($\tau >> 10^{-15}$s), so daß Coulombanregung und nachfolgender Gammazerfall, bzw. Abregung durch innere Konversion getrennt behandelt werden können.

Die Theorie der Coulombanregung wird in einer Reihe von Abhandlungen, insbesondere in der Monographie von K.Alder und A.Winther (1975), ausführlich dargestellt. Es stehen Computerprogramme auf der Basis exakter quantenmechanischer Theorie oder semiklassischer Näherungen zur Verfügung. Wir verwenden den am Leibniz-Rechenzentrum in München installierten semiklassischen Code für multiple Coulombanregung von de-Boer-Winther (Winther et al.1965, Lell 1977).

Die wichtigsten Annahmen, die der semiklassischen Näherung und damit auch diesem Computercode zugrunde liegen, sind:

1.) Die Einschußenergie des Projektils liegt unterhalb der Coulombbarriere, so daß der Einfluß der Kernkräfte vernachlässigbar ist und nur die elektromagnetische Wechselwirkung die Targetanregung bestimmt.

2.) Die Projektilgeschwindigkeit ist viel kleiner als die Lichtgeschwindigkeit, relativistische Effekte können also vernachlässigt werden.

3.) Die elektromagnetische Monopol-Multipol-Wechselwirkung zwischen Target und Projektil ist sehr viel stärker als die Multipol-Multipol-Wechselwirkung.

4.) Der Sommerfeldparameter η erfüllt die Bedingung $\eta >> 1$, die Relativbewegung von Target und Projektil kann dann durch klassische Bahnen beschrieben werden und damit aus der zeitabhängigen Schrödingergleichung für Coulombanregung abseperiert werden (semiklassische Näherung).

5.) Im Target- und im Projektilkern werden nur diskrete Niveaus angeregt. Ihre Lebensdauer ist groß gegen die Stoßzeit.

Das Programm benötigt als Eingabegrößen im wesentlichen neben den Target- und Projektildaten Energie, Spin und Parität der in der Rechnung berücksichtigten Niveaus und die verschiedenen $E\lambda$- und $M\lambda$-Übergangsmatrixelemente zwischen diesen. Das den Rechnungen zugrunde liegende Niveauschema für ^{226}Ra enthält zusätzliche hypothetische Zustände, insbesondere eine 2-Phononen-Oktupolvibrationsbande. Das Schema ist in Abbildung Fig. 3-11 dargestellt.

Ausgegeben werden u.a. Anregungswahrscheinlichkeiten und darüberhinaus die statistischen Tensoren ρ_{kk} für die einzelnen Kernzustände:

$$\rho_{K\kappa} = \sqrt{2I+1} \sum_{m} \sum_{m'} (-1)^{I-m'} \begin{pmatrix} I & K & I \\ -m' & \kappa & m \end{pmatrix} \langle Im|\rho|Im'\rangle \qquad (3.6)$$

wobei sich die Dichtematrix ρ für ein Ensenmble anfänglich

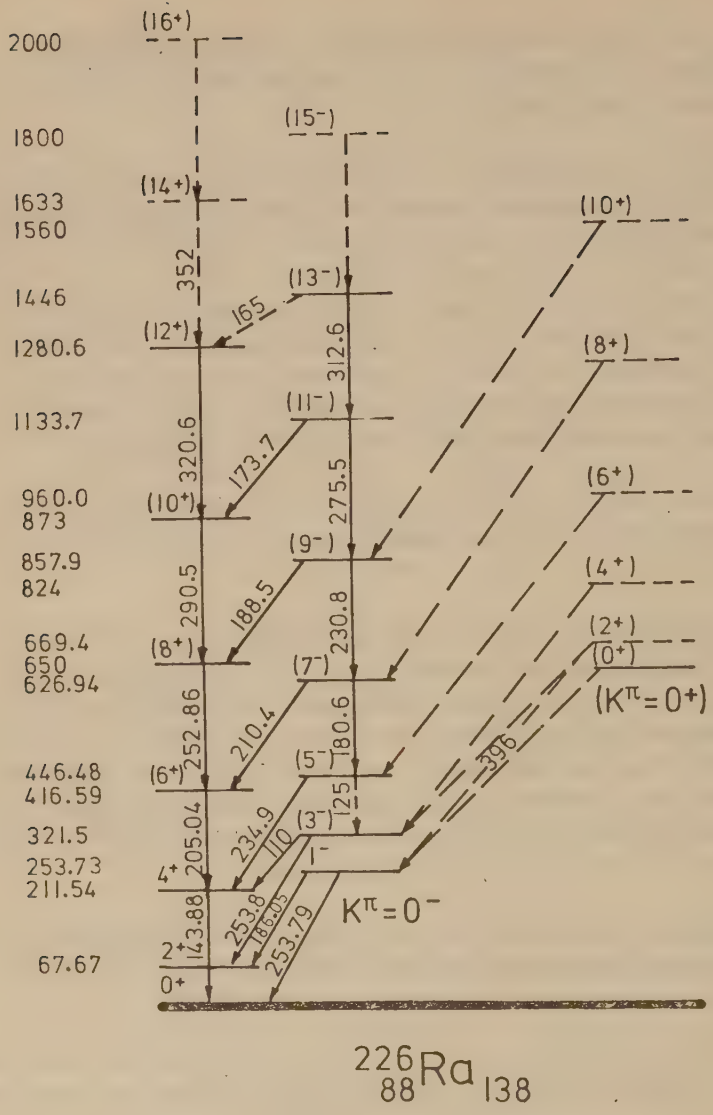

Fig. 3-11 Niveauschema von ^{226}Ra mit zusätzlichen hypothetischen Zuständen, wie es den Coulombanregungsrechnungen zu Grunde liegt.

unpolarisierter Targetkerne schreibt als:

$$\langle Im|\rho|Im'\rangle = \frac{1}{2I_i+1} \sum_{m_i} a^*_{Im'} a_{Im} \qquad (3.7)$$

I_i, m_i - bezeichnen hierbei die Spinquantenzahlen für den Anfangszustand $|i\rangle$ und I,m die für den Endzustand $|f\rangle = |Im\rangle$. Die Anregungswahrscheinlichkeit P_I ist identisch mit dem statistischen Tensor O.-ter Stufe:

$$P_I = \rho_{00}(I,I) \qquad (3.8)$$

Wirkungsquerschnitte und statistische Tensoren werden bezüglich des Streuwinkels sowohl in differentieller, wie auch in integrierter Form (Ringzählergeometrie) berechnet.

In den Experimenten wird jedoch nicht die Bevölkerung der Kernniveaus, sondern es werden Gammazerfallsraten gemessen. Wir haben daher an das Coulombanregungsprogramm ein Programm angeschlossen, das diesen Gammazerfall berücksichtigt. Dieses liefert theoretische Winkelverteilungen und Intensitäten für jeden möglichen Gammaübergang unter Berücksichtigung der inneren Konversion. Vorausgesetzt wird, daß bezüglich der experimentellen Zeitauflösung der Gammazerfall spontan erfolgt und Störungen der Winkelverteilung durch Hyperfeinwechselwirkung bzw. durch relativistische Effekte zu vernachlässigen sind.

Die Parameter, insbesondere die Übergangsmatrixelemente für den Gammazerfall, sind identisch mit denen für die Coulombanregung. Mit zwei Ausnahmen: die Konversionskoeffizienten gehen natürlich in die Coulombanregung nicht ein. Ferner bedient sich die Coulombanregung bevorzugt der E2-, E3- und

eventuell der E4-Wechselwirkung, während der Gammazerfall über E1- und E2-Gammastrahlung verläuft. Diese Tatsache erlaubt die experimentelle Bestimmung der E1-, E2- und E3-Übergangsmatrixelemente.

Die Gamma-Winkelverteilung für einen Übergang aus dem Niveau f in das Niveau ff hat für den Fall, daß die mit den Gammas koinzidenten Projektile in einem zur Strahlachse symmetrischen Ringzähler nachgewiesen werden, die Form:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\gamma}(f\to ff) = \sum_{\substack{K=\\ 0,2,4}} \frac{\beta_K}{\gamma_f} \sum_{\substack{\pi\pi'\\ \lambda\lambda'}} \delta_{\pi\lambda}\delta_{\pi'\lambda'} \cdot F_K(\lambda\lambda' I_{ff} I_f) \cdot P_K(\cos\theta_\gamma) \quad (3.9)$$

mit: $\delta_{\pi\lambda}$ - Übergangsamplitude für Gammastrahlung der Multipolarität $\pi\lambda$.

$\Omega_\gamma, \theta_\gamma$ - Raumwinkel und Polarwinkel des Gammadetektors.

$F_K(\lambda\lambda' I_{ff} I_f)$ - γ-γ-Korrelationskoeffizienten

und mit:

$$\beta_K = 0.25 \cdot a^2 \sqrt{2K+1} \int_{\theta_1}^{\theta_2} \rho_{KO}^{c}(\theta_p) \frac{\cos(\theta_p/2)}{\sin^3(\theta_p/2)} d\theta_p \quad (3.9')$$

wobei θ_p den Streuwinkel des rückgestreuten Projektils bezeichnet.
Die verschiedenen Winkel und die statistischen Tensoren sind hierbei - in der Terminologie von Alder et al.1975 - im Koordinatensystem "C" zu bilden. Koordinatensystem "C" hat die z-Achse in Strahlrichtung orientiert und die xz-Ebene fällt mit der Streuebene zusammen. Falls die Endgeschwindigkeit des Targetkerns klein gegen c ist, - das ist in unseren Experimenten erfüllt - kann auf relativistische Korrek-

turen verzichtet werden. Außerdem sind in diesem Fall die Winkel Ω_γ und θ_γ im Koordinatensystem "C" näherungsweise gleich den entsprechenden Winkel im Laborsystem.

Die Ordnung K der Terme in Gl. (9) genügt der folgenden Beziehung:

$$0 \leq K \leq \mathrm{Min}(2I_f, 2\lambda, 2\lambda') \qquad (3.10)$$

(Frauenfelder et al.1965).

In den statistischen Tensoren $\rho_{K\kappa}$ sind nun aber nicht nur die ursprünglichen, sich aus der Coulombanregung entwickelnden Anteile enthalten. Da der exakte Energieverlust des Projektils nicht gemessen wird, berücksichtigen diese auch die Fütterung durch unbeobachteten Gammazerfall aus energetisch höheren Niveaus:

$$\rho^c_{KO}(ff) = \rho^c_{KO}(ff)_{coulex} + \sum_f \rho^c_{KO}(f) \cdot H_K \qquad (3.11)$$

mit:

$$H_K = \frac{1}{\gamma_f} \cdot \sqrt{(2I_f+1)(2I_{ff}+1)} \sum_\lambda (-1)^{I_f+I_{ff}+\lambda+K} \cdot \cdot |\delta_\lambda(f)|^2 \cdot (1+\alpha_\lambda) \cdot \begin{Bmatrix} I_f & I_f & K \\ I_{ff} & I_{ff} & \lambda \end{Bmatrix} \qquad (3.12)$$

α_λ bezeichnet den Konversionskoeffizienten für den Übergang f→ff . In Gl. (11) erstreckt sich die Summe über alle Niveaus (f), die direkt in das Niveau (ff) zerfallen.

Die statistischen Tensoren, die für die Gamma-Winkelverteilungen und Gammaintensitäten in Teilchen-Gamma-Koinzidenzen wesentlich sind, erhält man durch wiederholte Anwendung von Gl. (11) auf die Gammakaskaden. Wie in der Coulombanregungsrechnung gehen in die Berechnung des nachfolgenden Gammazerfalls neben dem Niveauschema und den dazugehörigen Energie- und Spinwerten als Parameter die Eλ-Übergangsmatrixelemente ein. Die Konversionskoeffizienten werden numerisch aus den Tabellen von Roesel et al. 1976 interpoliert.

Abschwächungen der Anisotropie der Winkelverteilung Gl. (9) auf Grund der oben erwähnten Effekte werden durch Schwächungskoeffizienten Q_K berücksichtigt (vgl. beispielsweise Häusser et al.1966). Da die gemessenen Gammaintensitäten große statistische Fehler aufweisen, ist es ausreichend, daß wir in den Schwächungskoeffizienten Q_K nur den endlichen Öffnungswinkel der Gammadetektoren berücksichtigen.

Entsprechend dem Computerprogramm werden nun mittels der vorgegebenen Parameter für jeden möglichen Gammaübergang die Winkelverteilungskoeffizienten und für alle Detektorpositionen relative Gammaintensitäten berechnet. Diese sind auf die Summe der Intensitäten aller Gammalinien mit Energien zwischen 100 und 1000 keV normiert und sind damit direkt mit unseren Messungen vergleichbar. Der Verzicht auf absolute Intensitäten führt zu erheblichen, praktischen Vereinfachungen. Er ist aber ohne Informationsverlust, da die verbleibenden relativen Intensitäten ausreichend empfindlich sind auf Änderungen der zu bestimmenden Übergangsmatrixelemente.

Die beschriebene Methode der numerischen Berechnung der Gammaintensitäten, die in dem der multiplen Coulombanregung nachfolgenden Gammazerfall theoretisch zu erwarten sind, ist zunächst fast völlig unabhängig von irgendwelchen Kernmodellannahmen. Jedoch müßten alle Übergangsmatrixele-

mente, die zwischen den in den Rechnungen berücksichtigten Kernniveaus auf Grund der Drehimpuls- und Paritätserhaltung möglich sind, unabhängig voneinander an die Daten angepaßt werden. Die gleichzeitige Bestimmung dieses großen Parametersatzes ist uns nicht möglich, da die Zahl der aus den Experimenten erhaltenen Meßpunkte zu klein ist.

Zu einer wesentlichen Verringerung der Parameterzahl führt die Einordnung der Kernniveaus in Rotationsbanden. In unseren Rechnungen berücksichtigen wir höchstens drei Banden: die Grundzustandsbande, die ($K^{\pi} = 0^{-}$)- Oktupolvibrationsbande und eine hypothetische 2-Ph-Oktupolvibrationsbande.

Innerhalb jeder Rotationsbande vernachlässigen wir die Kopplung zwischen dem intrinsischen Zustand und der Rotation (Modell des starren Rotators). E2- und E4-Matrixelemente innerhalb der Banden sind dann durch das intrinsische Quadrupolmoment $Q_0^{(2)}$ und das intrinsische Hexadekapolmoment $Q_0^{(4)}$ nach den Gleichungen (3) und (4) festgelegt.

Mit den gemessenen Gamma-Verzweigungsverhältnissen zwischen E1- und E2-Übergängen sind dann auch die E1-Matrixelemente zwischen der Grundzustands- und der ($K^{\pi} = 0^{-}$)-Bande bis auf das Vorzeichen bekannt. Für die E3-Übergänge zwischen der Grundzustandsbande und der ($K^{\pi} = 0^{-}$)-Bande wird das intrinsische Matrixelement als Parameter variiert, alle übrigen E3-Matrixelemente berechnen sich dann ebenfalls nach Gl. (3).

Insgesamt sind damit für die Grundzustandsbande und die ($K^{\pi} = 0^{-}$)-Rotationsbande mindestens die drei intrinsischen Matrixelemente für E2- und E3-Wechselwirkung, möglicherweise auch die E4-Wechselwirkung, als freie Parameter an die Daten anzupassen.

Die einzelnen Gammaübergänge werden so stark und in so unterschiedlicher Weise von den Matrixelementen beeinflußt, daß eine unmittelbare Bestimmung der Matrixelemente durch Vergleich von experimentellen und theoretischen Gammaintensitäten nicht möglich ist. Wir haben daher unser Coulombanregungs- und Gammazerfallsprogramm in eine einfache, nichtlineare χ^2- Fitroutine eingebaut. Die Routine findet, abhängig von der Wahl der Anfangsparameter, näherungsweise ein lokales Minimum für die Prüfgröße χ^2. Es muß daher insbesondere der Einfluß der Vorzeichen der Matrixelemente durch Kontrollrechnungen geprüft werden. Da ^{226}Ra prolat deformiert sein sollte, werden die E2- Momente stets positiv gewählt. Dann zeigen die Rechnungen, daß für das intrinsische E1- und E3- Moment die Kombination ++ und --, sowie die Kombination +- und -+ zu identischen Ergebnissen führen. Die Unterschiede sind nicht signifikant, die letztere Kombination scheint die Daten etwas besser zu beschreiben. Die so bestimmten Eλ- Momente sind in Tab. 3-2 mit anderen Werten aus der Literatur verglichen.
Die in der Tabelle angegebenen Fehler berücksichtigen nur die statistischen aber nicht die systematischen Fehler. Systematische Fehler stammen aus den semiklassischen Näherungen, die in die Coulombanregungsrechnungen eingehen (de Boer et al. 1976). Weitere systematische Fehler sind in der Berechnung der E2- und E3- Übergangsmatrixelemente (Annahme eines starren Rotators) und der E1- Übergangsmatrixelemente (Extrapolation aus den gemessenen E1/E2 -Verzweigungsverhältnissen) enthalten. Da innerhalb der statistischen Fehler mit unseren Annahmen die Meßdaten hinreichend gut wiedergegeben werden, soll der Einfluß dieser anderen genannten Fehler nicht weiter diskutiert werden.

Die mit dem in Tab. 3-2 gegebenen Satz von Eλ- Momenten berechneten Gammaintensitäten sind in Tab. 3-1 mit den experimentellen Intensitäten verglichen. Die Daten für das Experiment 150 MeV ^{32}S + ^{226}Ra werden durch die Rechnungen

noch richtig wiedergegeben, obwohl bei besserer Statistik der Einfluß der Kernkräfte für diese Einschußenergie nicht mehr zu vernachlässigen wäre. Die theoretischen Intensitäten für E1- Übergänge sollten mit Fehlerangaben versehen sein, denn in die Rechnungen gehen die gemessenen bzw. aus den Messungen extrapolierten E1/E2- Verzweigungsverhältnisse ein. Insgesamt werden jedoch die Daten der drei Experimente, insbesondere für $^{58}Ni + ^{226}Ra$, durch Rechnungen mit Anpassung von nur drei Parametern ($Q_o^{(2)}$ (GzB), $Q_o^{(2)}$ (OvB) und $<0^+||E3||3^->$) vollständig reproduziert.

E4- Momente ändern die berechneten Intensitäten nur wenig. Daß wir in unseren Experimenten keinen Einfluß des E4-Moments auf die Coulombanregung von ^{226}Ra feststellen können, ist wegen der niedrigen Zählraten und wegen der Wahl der Projektile verständlich. In erster Ordnung Störungstheorie ist das Verhältnis der Anregungswahrscheinlichkeiten mit und ohne E4-Anregung (Simon 1974):

$$P_4 \,/\, P_4(Q_o^{(4)}=0) \approx 1 + d\cdot\Lambda \qquad (3.13)$$

$$\Lambda \approx 80\cdot\frac{v}{c}\cdot\frac{1}{Z_p}\cdot\frac{Q_o^{(4)}}{(Q_o^{(2)})^2}$$

Der Koeffizient d ist eine Funktion des Streuwinkels und des Adiabatizitätsparameter $\xi_{2\to4}$ (Alder et al.1975). In unseren Experimenten ist $d < 1$ und $\Delta \approx 10^{-3}...10^{-2}$. Nur für sehr leichte Projektile (Z=1, Z=2) erhält man einen E4-Anteil in der Coulombanregung von mehreren Prozent. Der Einfluß der E4-Momente auf die multiple Coulombanregung ist daher in unseren Experimenten zu vernachlässigen.

Tab. 3-1 Experimentelle Gammaenergien und -intensitäten im Vergleich mit Coulombanregungsrechnungen (Übergangsmatrixelemente siehe Tab. 3-2, Normierung der relativen Intensitäten J_{rel} siehe Text.)

Energie keV	$I_f^\pi \to I_{ff}^\pi$	θ_1 J_{rel}^{exp}	J_{rel}^{the}	θ_2 J_{rel}^{exp}	J_{rel}^{the}
a) 135 MeV ^{32}S + ^{226}Ra. $\theta_1 = 90^\circ$, $\theta_2 = 120^\circ$.					
110.2 ±.8	$3^- \to 4^+$	.002 ±.002	.003		.003
143.9 ±.1	$4^+ \to 2^+$	.480 ±.007	.490	.460 ±.030	.506
180.6 ±.9	$7^- \to 5^-$	.003 ±.002	.002	.004 ±.004	.002
187.0 ±.2	Σ	.026 ±.004		.022 ±.003	
	$1^- \to 2^+$		.019		.017
	$9^- \to 8^+$		.012		.010
205.1 ±.1	$6^+ \to 4^+$	.274 ±.017	.302	.300 ±.020	.305
210.6 ±.2	$7^- \to 6^+$	.036 ±.004	.027	.036 ±.006	.024
235.3 ±.2	$5^- \to 4^+$	.028 ±.005	.007	.025 ±.007	.006
253.6 ±.1	Σ	.135 ±.013		.150 ±.033	
	$8^+ \to 6^+$		.061		.061
	$1^- \to 0^+$		.027		.022
	$3^- \to 2^+$		.032		.028
291.0 ±.6	$10^+ \to 8^+$	.010 ±.006	.007		.007
b) 150 MeV ^{32}S + ^{226}Ra. $\theta_1 = 90^\circ$, $\theta_2 = 120^\circ$.					
110.1 ±.2	$3^- \to 4^+$	.005 ±.001	.005		.004
125.3 ±.3	$5^- \to 3^-$	.001 ±.001	.001		.001
143.8 ±.1	$4^+ \to 2^+$	.376 ±.016	.388	.372 ±.026	.402
179.9 ±.8	$7^- \to 5^-$	.003 ±.002	.002		.002
187.3 ±.1	Σ	.029 ±.003	.032	.036 ±.010	.029
204.9 ±.1	$6^+ \to 4^+$	.302 ±.020	.332	.337 ±.033	.337
210.3 ±.1	$7^- \to 6^+$	.041 ±.003	.026	.032 ±.004	.023
235.0 ±.2	$5^- \to 4^+$	.024 ±.003	.014	.030 ±.008	.012
253.4 ±.1	Σ	.179 ±.013	.161	.188 ±.020	.152
290.5 ±.3	$10^+ \to 8^+$	.016 ±.004	.015	.016 ±.004	.015

Tab. 3-1 (Fortsetzung.)

Energie keV	$I_f^\pi \rightarrow I_{ff}^\pi$	J_{rel}^{exp}	θ_1	J_{rel}^{the}
c) 243 MeV ^{58}Ni + ^{226}Ra. $\theta_1 = 90^o$.†				
126.8 ±.8	$5^- \rightarrow 3^-$	.003 ±.003		.002
143.88±.07	$4^+ \rightarrow 2^+$	.254 ±.020		.256
148.9 ±.4	$12^+ \rightarrow 11^-$	.003 ±.013		.003
162.9 ±.6	$13^- \rightarrow 12^+$	.003 ±.002		.002
173.5 ±.4	$11^- \rightarrow 10^+$	.006 ±.002		.007
180.6 ±.9	$7^- \rightarrow 5^-$	.003 ±.002		.002
188.5 ±.1	Σ	.023 ±.003		
	$1^- \rightarrow 2^+$			.003
	$9^- \rightarrow 8^+$			.019
205.04±.05	$6^+ \rightarrow 4^+$	.356 ±.020		.364
210.4 ±.1	$7^- \rightarrow 6^+$	.029 ±.003		.029
230.8 ±.4	$9^- \rightarrow 7^-$	.008 ±.002		.006
234.9 ±.1	$5^- \rightarrow 4^+$	.032 ±.003		.032
252.8 ±.1	$8^+ \rightarrow 6^+$	.132 ±.008		.177
254.5 ±.1	Σ	.081 ±.005		
	$1^- \rightarrow 0^+$			.005
	$3^- \rightarrow 2^+$			.016
275.5 ±.3	$11^- \rightarrow 9^-$	.006 ±.002		.007
290.5 ±.1	$10^+ \rightarrow 8^+$	.041 ±.005		.044
312.6 ±.6	$13^- \rightarrow 11^-$	.003 ±.002		.004
320.6 ±.3	$12^+ \rightarrow 10^+$	.006 ±.002		.007
352.0±1.3	$14^+ \rightarrow 12^+$	.014 ±.007		.001
395.8±1.1	Σ?	.010 ±.007		
	$0_2^+ \rightarrow 1^-$			.003
	$2_2^+ \rightarrow 3^-$			.003

†Die Intensitäten der beiden Ge(Li)- Dioden (90^o) wurden gemittelt.

Tab. 3-2 Experimentelle Quadrupol- und Hexadekapolmomente sowie reduzierte E3- Übergangswahrscheinlichkeit in ^{226}Ra und Vergleich mit Literaturwerten. (GzB: Grundzustandsbande, OvB: ($K^{\pi}=0^{-}$)- Bande; die Vorzeichen werden im Text diskutiert.)

$Q_{o\ exp}^{(2)}$(GzB) = 7.41 ±0.09 b	(7.22±.12 b) Bell et al. 1960. (6.37 b) theoretischer Wert, berechnet mit β_2 aus Möller et al. 1974.
$Q_{o\ exp}^{(2)}$(OvB) = 9.4 ±0.4 b	
$Q_{o\ exp}^{(4)}$(GzB) = 0.4 ±1.1 b^2	(1.4 b^2) theoretischer Wert, berechnet mit β_4 aus Möller et al. 1974.
$Q_{o\ exp}^{(4)}$(OvB) = 1.2 ±1.2 b^2	
$B(E3,0^{+}\rightarrow 3^{-})_{exp}$ = 0.74 ±0.04 e^2b^3	mikroskopische Rechnungen: (0.41 e^2b^3) Ivanova et al. 1975 ohne Berücksichtigung der Rotation. (0.77 e^2b^3) Neergard et al. 1970. stabile Oktupoldeformation: keine Deformation Vogel 1968. Oberflächenschwingung: (0.56 e^2b^3) berechnet unter der Annahme harmonischer Vibrationen eines gegen E3-Deformationen weichen Kernes mit Hilfe der von Vogel 1968 berechneten Potentialenergiefläche in ^{226}Ra (vgl. auch Ausführungen in Kap.4).

3.4 2-Phonon-Oktupolvibrationszustand

Ein Beweis für die theoretische Interpretation der $(K^{\pi} = 0^{-})$-Bande in ^{226}Ra und in den benachbarten Aktiniden als Rotationsbande eines Vibrationszustandes wäre die Existenz entsprechender 2-Ph-Vibrationszustände. Kurcewicz et al. 1978 versuchten vergeblich, solche 2-Ph-Zustände von ^{226}Ra im α-Zerfall von ^{230}Th nachzuweisen. Sie erhalten eine untere Grenze für den α-Verzögerungsfaktor von ca. 38 000. Die Autoren schließen daher die Existenz eines solchen 2-Ph-Vibrationszustandes aus. Ähnliche Ergebnisse finden sie in den Isotopen ^{222,224}Ra und ^{226}Th. In diesen Arbeiten wird der 2-Ph-Oktupolvibrationszustand bei der doppelten Energie des $I^{\pi} = 1^{-}$ -Zustandes gesucht, in ^{226}Ra also bei einer Energie von 508 keV. Wie wir in Kap. 4 diskutieren, erwarten wir dagegen diesen Zustand bei der Energie von ca. 640 keV, also bei der doppelten Anregungsenergie des 3^{-} -Zustandes. Auf diesem 2- Ph- Oktupolvibrationszustand sollte eine $(K^{\pi} = 0^{+})$- Bande mit der Spinfolge 0^{+}, 2^{+}, 4^{+} usw. aufbauen. Wir haben nun hierzu Rechnungen zur Coulombanregung dieser Bande gemacht, das zugrunde liegende Niveauschema ist in Fig. 3-11 dargestellt.

Hierin vernachlässigen wir die weiteren, möglichen 2-Ph-Oktupolvibrationsbanden mit $K^{\pi} = 2^{+}$, 4^{+}, 6^{+}. Außerdem nehmen wir an, daß das Quadrupolmoment und die Energieabstände in der 2-Ph-Oktupolvibrationsbande identisch sind mit denen in der $(K^{\pi} = 0^{-})$-Bande. Die E3-Übergangsmatrixelemente werden in der harmonischen Näherung berechnet (vgl. Kap. 4). Entsprechend werden auch die E1-Übergangsmatrixelemente zwischen der 2-Ph-Oktupolvibrationsbande und der $(K^{\pi}=0^{-})$-Bande in der gleichen Weise berechnet wie diejenigen zwischen der $(K^{\pi}=0^{-})$-Bande und der Grundzustandsbande. Während die ersten Näherungen wegen des kollektiven Charakters der

Banden und der E2- bzw. E3-Übergänge noch gerechtfertigt sind, wird der Ansatz für die E1-Übergänge notwendigerweise, solange keine experimentellen Ergebnisse vorliegen, sehr fragwürdig bleiben.

Die Rechnungen zeigen nun, daß wir Gammaintensitäten aus dem Zerfall der hypothetischen 2-Ph-Oktupolvibrationsbande zu erwarten haben, die in der Größe der experimentellen statistischen Fehler liegen werden. Der stärkste Gammaübergang ist der Übergang $O_2^+ \rightarrow 1^-$ mit der Energie von ca. 400 keV.

Tatsächlich läßt sich in den prompten Spektren beider Gammazähler bei der Energie von 398. ±1 keV eine Linie identifizieren, die allerdings eine sehr schwache Intensität besitzt. Der statistische Fehler in der Intensität dieser Linie ist in der gleichen Größenordnung. Daher soll im folgenden der Punkt etwas näher diskutiert werden, ob bei dieser Energie tatsächlich eine Gammalinie vorliegt.

In allen prompten, aber nicht in den zufälligen Spektren wird an dieser Stelle eine Zählratenverdichtung mit der richtigen FWHM-Breite von 7 bzw. 4 Kanälen beobachtet. Das automatische Fitprogramm GASPAN findet an dieser Stelle in beiden prompten Spektren, aber nicht in den "zufälligen" Spektren Linien dieser Energie. Der berechnete, wahrscheinliche Fehler in der Linienintensität beträgt ca. 40 % der Linienintensität selber.

Ein weiteres Indiz für eine Linie bei der Energie von 398keV ergibt sich aus der Zeit-Energie-Struktur der Ereignisse an dieser Stelle. Zweidimensionale Energie-Zeit-Plots der Ereignisse dieses Energiebereichs in den beiden Ge(Li)-Dioden werden in Fig. 3-12 a) gezeigt. Zunächst ist deutlich die von der Strahlpulsung herrührende Zeitstruktur zu erkennen. Die die Seitenrücken bildenden Ereignisse sind mit den Strahlpulsen gekoppelte, aber nicht prompte Teil-

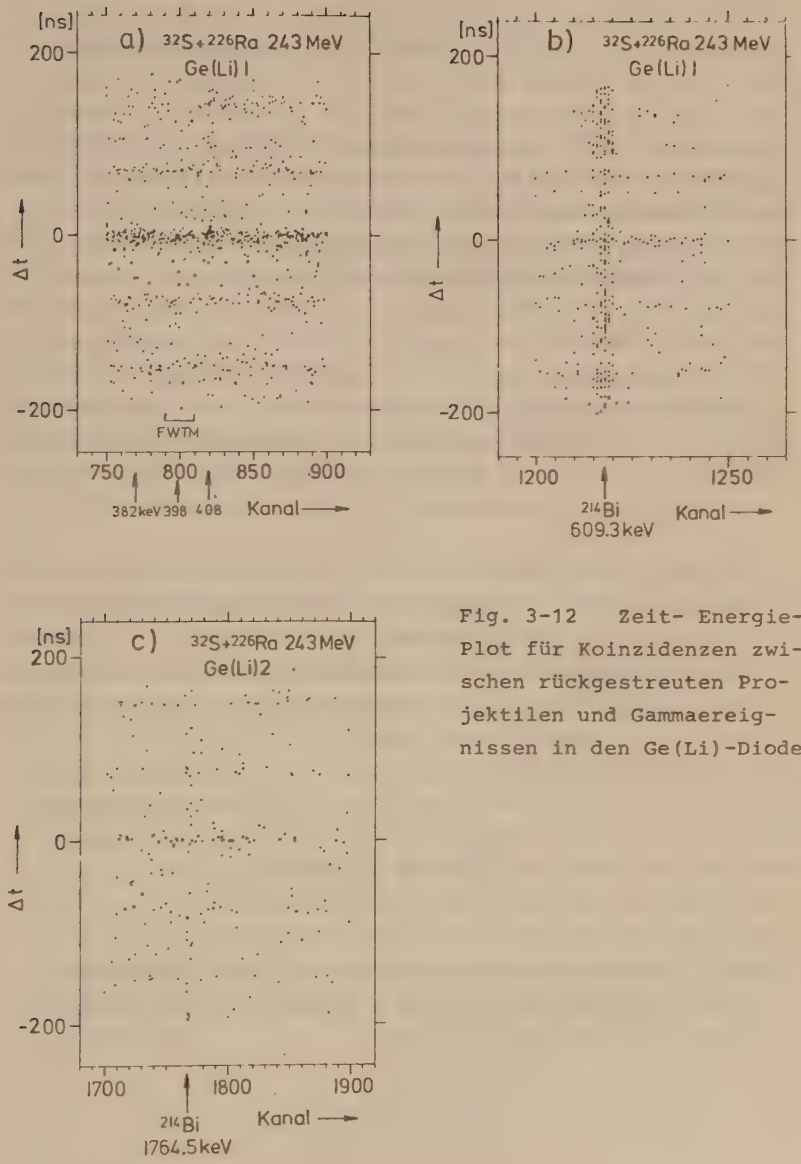

Fig. 3-12 Zeit- Energie-Plot für Koinzidenzen zwischen rückgestreuten Projektilen und Gammaereignissen in den Ge(Li)-Dioden.

chen-Gamma-Koinzidenzen. Zum Vergleich zeigt Fig. 3-12 b) das Muster für zufällige Ereignisse. Das vertikale Band besteht aus zufälligen Koinzidenzen von Teilchen mit 609keV Gammas aus der Targetaktivität, die in keiner zeitlichen Korrelation zu der Strahlpulsung stehen. Diese Koinzidenzen füllen auch die "Täler" aus. Wie charakteristisch solche Muster sind, erkennt man in Fig. 3-12 c). Man sieht dort die schwache 1765keV-Linie, die ebenfalls aus der Targetaktivität stammt. Der mittlere, prompte Zeitrücken enthält eine größere Zufälligenrate als die Seitenrücken, da durch das Meßverfahren im mittleren Zeitrücken annähernd zwei zufällige Zeitrücken übereinandergeschoben werden. Nun sind in den entsprechenden Spektren (Fig. 3-12 a) für Gammastrahlung im Energiebereich von 400keV mindestens zwei Ereignisverdichtungen, die auf den prompten Zeitrücken beschränkt sind, sichtbar.

"Pile- up" zwischen 254 keV- Ereignissen ($8^+ \rightarrow 6^+$) und 144 keV-Ereignissen ($4^+ \rightarrow 2^+$) könnte einen Übergang bei 398 keV vortäuschen. Dieser "pile- up" sollte jedoch nur ca. 30 % der gemessenen Linienintensität ausmachen. Die schwache Linie bei 408 keV wäre hingegen nicht durch solche Effekte erklärbar.

Die Intensitäten dieser schwachen Linien stimmen mit den theoretisch berechneten Intensitäten größenordnungsmäßig überein (Tab. 3-1). Zusammenfassend kann man also sagen, daß zwar auf Grund der niedrigen experimentellen Zählraten der eindeutige Nachweis von 2-Ph-Oktupolvibrationszuständen nicht möglich ist. Wir finden aber eine gewisse Evidenz für Gammaübergänge, die auf Grund ihrer Energie und ihrer Intensität aus dem Zerfall eines 2-Ph-Oktupolvibrationszustandes stammen könnten.

4. Diskussion

4.1 Grundzustandsbande

Aus unseren Coulombanregungsmessungen an ^{226}Ra erhalten wir das detaillierte Niveauschema in Fig. 1-1. Wir beobachten die Grundzustandsbande bis zum 12^+, möglicherweise bis zum 14^+. Ihre Energien sind in Fig. 4-1 zusammen mit der Energie der entsprechenden Niveaus in den Nachbarkernen aufgetragen.

^{226}Ra ist ein Rotationskern, der in dem Übergangsgebiet zwischen dem sphärischen, doppeltmagischen Kern ^{208}Pb und den stark deformierten schwersten Kernen der Urangegend liegt. Die Mitglieder der Grundzustandsbande verhalten sich, soweit die Kerne bekannt sind, völlig regelmäßig.

Die Kerne der Massenzahl $A > 222$ besitzen eine prolate Gleichgewichtsdeformation mit typischen Deformationsparametern $\delta \simeq 0.1$ für Kerne im Bereich der noch wenig deformierten Radon- und Radiumisotope bis hin zu $\delta \simeq 0.3$ der Transurane. Hierbei beschreibt δ in 1. Ordnung die Differenz der beiden Halbachsen eines zylindersymmetrischen Ellipsoids relativ zu einem geeignet definierten mittleren Radius

$$\delta \simeq \Delta R / \bar{R} \qquad (4.1)$$

Der Zusammenhang mit dem elektrischen Quadrupolmoment eines klassischen Rotationsellipsoiden für eine homogene Ladungsverteilung ist:

$$Q_o^{(2)} = 4/5 \cdot Z \cdot \bar{R}^2 \cdot \delta \qquad (4.2)$$

Mit dem in unseren Experimenten bestimmten Quadrupolmoment (Tab. 3-2) finden wir für den Deformationsparameter den Wert:

$$\delta(^{226}\mathrm{Ra}) \simeq 0.18 \qquad (4.3)$$

Die Abbildung Fig. 4-2 zeigt diesen Wert im systematischen Vergleich mit den benachbarten Kernen.

Die Rotationsenergien lassen sich für einen starren quantenmechanischen Rotator schreiben als:

$$E_I = \frac{\hbar^2}{2\Theta} \cdot I(I+1) \qquad (4.4)$$

wobei Θ dem klassischen Trägheitsmoment entspricht. Dieses hängt mit der Rotationsfrequenz zusammen:

$$\hbar I = \Theta\omega \qquad (4.5)$$

Unter Anwendung dieser Beziehungen wird das Trägheitsmoment von ^{226}Ra in der Abbildung Fig. 4-3 im sogenannten "backbending-plot" gezeigt. Wir beobachten in dem von uns gemessenen Spinbereich noch kein "backbending", ^{226}Ra verhält sich hier ähnlich wie andere Aktinide (^{238}U, ^{232}Th).

Auf Grund der Kopplung der intrinsischen Nukleonenbewegung an die Rotation -beispielsweise durch Corioliskräfte - ändert sich das Trägheitsmoment in Gl. (4) mit dem Spin I. Dieser Änderung wird üblicherweise durch eine Entwicklung nach I Rechnung getragen:

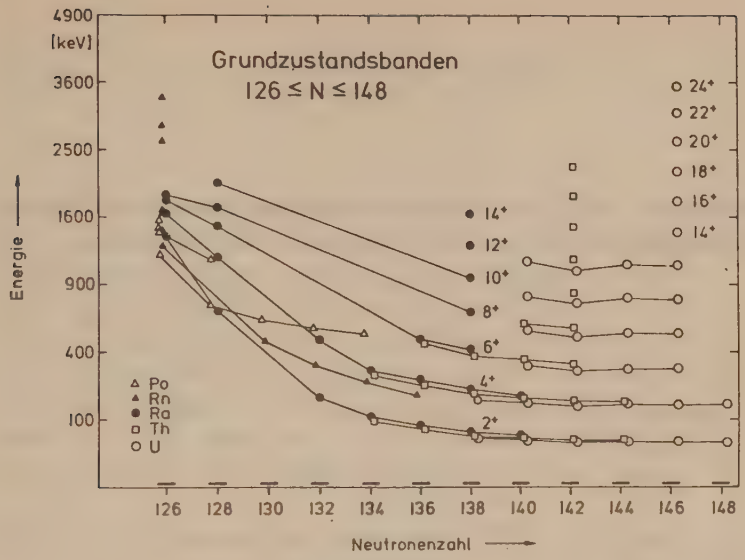

Fig. 4-1 Systematik der Grundzustandsbanden für Kerne im Massenbereich A ≈ 226.

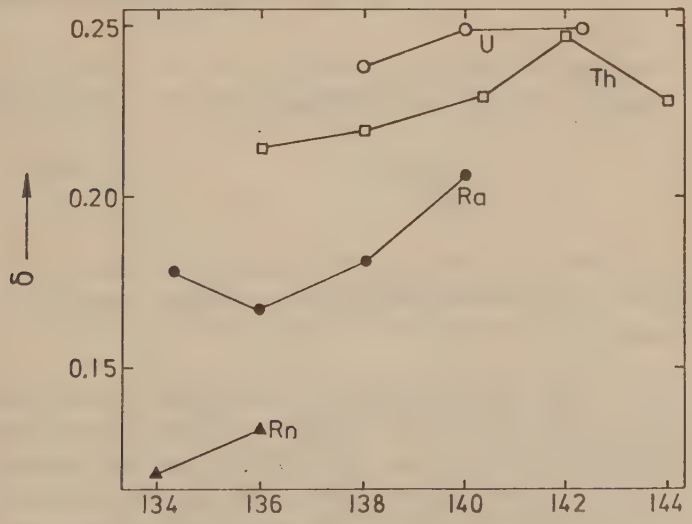

Fig. 4-2 Systematik der Deformationsparameter δ für Kerne im Massenbereich A ≈ 226.

$$E_I = A \cdot I(I+1) + B \cdot I^2(I+1)^2 + \ldots \qquad (4.6)$$

(Bohr et al.1975). Zu einer besseren Beschreibung der Rotationsbanden gelangt man, wenn man das Trägheitsmoment

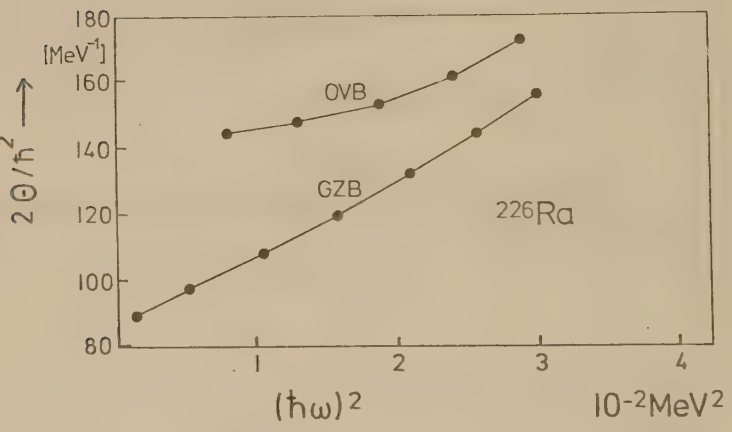

Fig. 4-3 Trägheitsmomente in der Grundzustandsbande und in der ($K^{\pi} = 0^-$)- Bande von ^{226}Ra ("backbending - plot").

in Gl. (4) selbst als Funktion des Spins zuläßt (Mariscotti et al.1969). Dies führt zu den Gleichungen des VMI-Modells (Variable moment of inertia). Wir erhalten durch Anpassung an die beiden unteren Niveaus für ^{226}Ra die beiden phänomenologischen Modellparameter "Softness" und Trägheitsmoment:

$$\delta_s = 1.55 \cdot 10^{-2}$$
$$\theta_0 = 4.9 \cdot 10^{-2} keV^{-1}$$

Die Berechnung der weiteren Niveaus im VMI-Modell mit Hilfe dieser Parameter ist konsistent mit den experimentellen Niveauenergien z.B.: $E(12^+)_{VMI} = 1054keV$ und $E(12^+)_{exp} = 1281keV$. Die Abweichungen sind, falls man die Parameter nur an die untersten Niveaus 2^+und 4^+anpaßt, in der Größenordnung wie sie auch in den anderen Kernen gefunden werden. Die Abweichungen können durch Anpassung an die Gesamtheit der bekannten Niveaus in einem speziellen Kern natürlich verringert werden (Mariscotti et al.1969).

Neben der Quadrupoldeformation weisen die deformierten Kerne der Aktiniden, wie auch der Seltenen Erden, eine Hexadekapoldeformation (beispielsweise Bemis et al.1973) und ein damit verbundenes $Q_0^{(4)}$-Moment auf.

Unsere experimentellen Daten erlauben nicht, einen von O ungleichen Wert für das E4-Moment in ^{226}Ra nachzuweisen. Der χ^2-Fit liefert:

$$Q_o^{(4)} = (+0.4 \pm 1.1) b^2$$

Zum Vergleich: die Th- und U-Isotope haben $Q_0^{(4)}$-momente zwischen 2 eb^2 und 4 eb^2, die Pu- und Cm- Isotope zwischen O. ±.6 eb^2 und 3. eb^2 (Bemis et al. 1973). Die Berechnung der Deformationsenergie von Möller et al. 1974 liefert eine E4- Deformation von $\beta_4 = 0.084$. Im einfachen Flüssigkeitstropfen- Modell sollte dann in ^{226}Ra das intrinsische E4-Moment $Q_o^{(4)} = 1.4\ b^2$ sein. Da wir aus unseren Messungen hierüber keine Aussagen machen können, soll dieser Punkt nicht weiter diskutiert werden.

4.2 Oktupolvibrationsbande

Neben den Banden positiver Parität treten in g-g-Kernen systematisch Banden negativer Parität auf, deren Bandenköpfe den Spin 3^- oder 1^- haben. In Abbildung 4-4 sind die Energien der niedrigstliegenden 3^- -Zustände in g-g-Kernen aufgetragen. Man erkennt einen gleichmäßigen Abfall zu höheren Massenzahlen hin, dem Fluktuationen durch Schalenstruktureffekte - besonders deutlich im Bereich der magischen Kerne - überlagert sind. Die niedrigsten 3^- -Zustände finden sich in den Ra- und Th-Isotopen bei der Neutronenzahl N = 136. Sowohl zu niedrigeren, wie auch zu höheren Neutronenzahlen steigen die Energien der 3^--Zustände im Unterschied zu den Seltenen Erden sehr stark an (Fig. 4-5). Die Größe des E3-Übergangsmatrixelementes (typisch B(E3)≈ 50 s.p.u) - Systematik siehe Fig. 4-6 - erklärt sich aus dem kollektiven Charakter dieser Zustände.

Die Zustände negativer Parität in diesen g-g- Kernen wurden ursprünglich als Vibrationszustände verstanden (Stephens et al. 1955), und zwar als Oberflächenschwingungen im Oktupolmode ($\lambda \approx 3$) mit der Isospinquantenzahl $\tau \approx 0$ und der Spinquantenzahl $\sigma \approx 0$. Die charakteristischen Merkmale solcher Vibrationszustände sollen im folgenden kurz anhand des üblichen phänomenologischen Modells dargestellt werden (vgl. beispielsweise Bohr et al. 1975, Donner et al. 1966).

Die Schwingungsamplituden sind bei Oberflächenschwingungen der Multipolarität ($\lambda\mu$) die Koeffizienten $\alpha_{\lambda\mu}$ in der Entwicklung der Kernoberfläche nach Multipolen:

$$R(\theta,\phi) = R_o(1 + \sum\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y^*_{\lambda\mu}(\theta,\phi)) \text{ mit } \lambda \geq 2 \qquad (4.7)$$

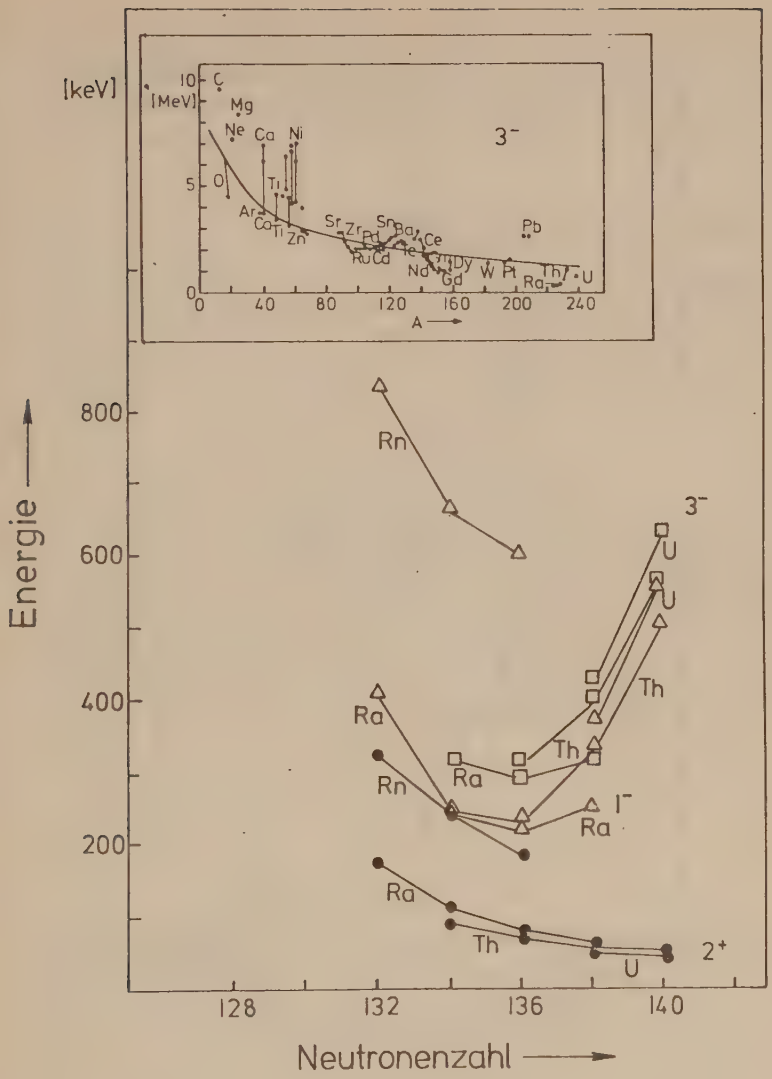

Fig. 4-4 Systematik der niederenergetischen Anregungszustände negativer Parität in Kernen aus dem Massenbereich A ≈ 226.

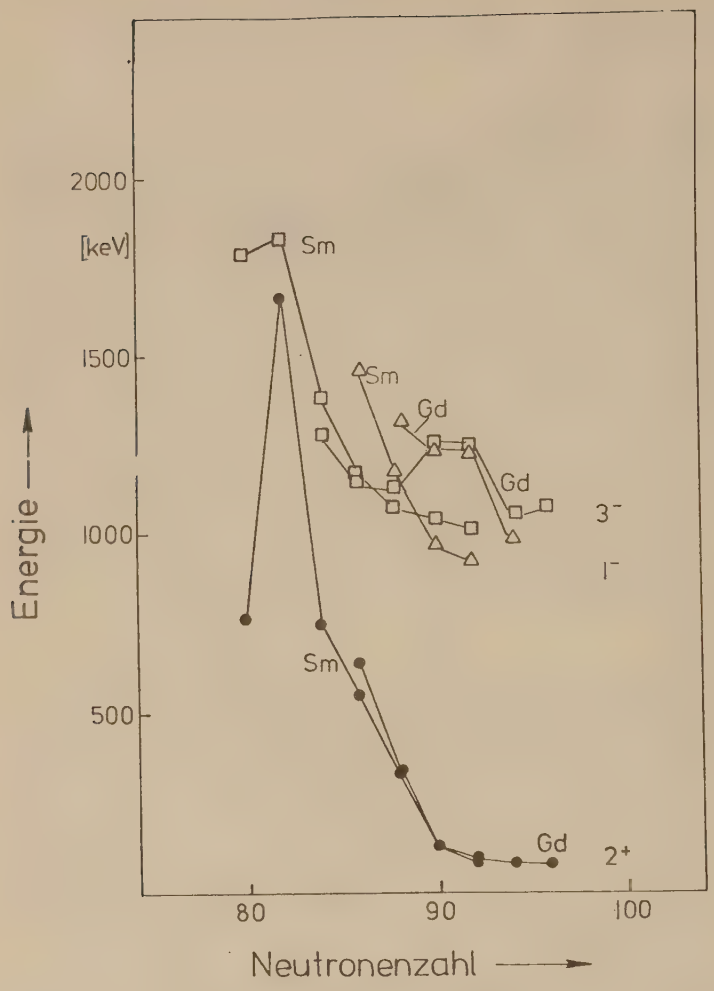

Fig. 4-5 Systematik der niederenergetischen Anregungszustände negativer Parität in Kernen aus dem Massenbereich A ≈ 150.

Oberflächenschwingungen sind spezielle niederenergetische Schwingungsmoden einer allgemeinen Kerndichte- Vibration. Die Annahme harmonischer Schwingungen der Multipolarität λ führt dann in bekannter Weise zu dem Hamiltonoperator:

$$H = \hbar\omega \sum_{\mu} (c^{+}_{\lambda\mu} c_{\lambda\mu} + \frac{1}{2}) \qquad (4.8)$$

mit den Erzeugungsoperatoren $c^{+}_{\lambda\mu}$ bzw. Vernichtungsoperatoren $c_{\lambda\mu}$ für Phononen der Multipolarität $(\lambda\mu)$. Wir verwenden hier die RPT-Phasenkonvention von Alder et al.1975 :

$$\alpha_{\lambda\mu} = \alpha^{0}_{\lambda} (c^{+}_{\lambda\mu} + (-1)^{\mu} c_{\lambda-\mu}) \quad , \qquad (4.9)$$

α^{0}_{λ} bezeichnet die Nullpunktsamplitude. Die Schwingungsenergie $\hbar\omega_{\lambda}$ ist für das Tröpfchen-Modell unter der üblichen Berücksichtigung der Oberflächenspannung und der Coulombenergie des Kernes in Fig. 4-4 (Insert) als Funktion der Nukleonenzahl aufgetragen (Donner 1971). Die Operatoren $c^{+}_{\gamma\mu}, c_{\gamma\mu}$ gehorchen den Vertauschungsrelationen für Bosonen:

$$\begin{aligned} [c_{\lambda\mu}, c_{\lambda'\mu'}] &= 0 \\ [c_{\lambda\mu}, c^{+}_{\lambda'\mu'}] &= \delta_{\lambda\lambda'} \cdot \delta_{\mu\mu'} \end{aligned} \qquad (4.10)$$

In dieser Notation der zweiten Quantisierung berechnet sich der 1-Phononenzustand aus dem Phononenvakuum:

$$|1\lambda\mu\rangle = c^{+}_{\lambda\mu} |0\rangle \qquad (4.11)$$

und der 2-Phononen-Zustand entsprechend der Gleichung:

$$|2,Im> = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \sum\sum_{\mu\mu'} <\lambda\mu\lambda\mu'|Im> c^{+}_{\lambda\mu} c^{+}_{\lambda\mu'} |0> \qquad (4.12)$$

Aus dem Hamiltonoperator Gl. (8) (nichtwechselwirkende Phononen) ergibt sich ein Energieabstand zwischen dem Phononen-Vakuum und dem 1-Phononen-Zustand bzw. dem (n+1)-Ph-Zustand und dem n-Ph-Zustand von:

$$E_{n+1} - E_n = \hbar\omega_\lambda = \text{const} \qquad (4.13)$$

Mit der Schwingungsform Gl. (7) der Multipolarität λ ist ein elektrisches Multipolmoment verbunden, das in klassischer Näherung konstanter Kern- und Ladungsdichte proportional zur Schwingungsamplitude ist:

$$M(E\lambda,\mu) = \frac{3}{4\pi} \cdot ZeR^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} \qquad (4.14)$$

R bezeichnet einen geeignet definierten, effektiven Kernradius. Damit ergibt sich für das reduzierte Matrixelement zwischen dem n-Ph-Zustand und dem (n + 1)-Ph-Zustand der Ausdruck:

$$<n+1,I_{n+1}||M(E\lambda)||n,I_n> = \frac{3}{4\pi} \cdot ZeR^{\lambda} \alpha^{0}_{\lambda} <n+1,I_{n+1}||c^{+}_{\lambda}||n,I_n> \qquad (4.15)$$

Die reduzierten Matrixelemente des Erzeugungsoperators in Gl. (15) sind sogenannte "parentage"- Koeffizienten. Speziell ist für n = 0 :

$$<1||c^{+}_{\lambda}||0> = \sqrt{2\lambda+1} \qquad (4.16)$$

und für n = 1:

$$\langle 2I||c_\lambda^+||1\lambda\rangle = \sqrt{2(2I+1)} \cdot (1+(-1)^I) \qquad (4.16b)$$

In diesem Modell läßt sich damit das Eλ-Übergangsmatrixelement zwischen einem 2-Ph- und dem 1-Ph-Zustand auf dasjenige zwischen dem 1-Ph-Zustand und dem Phononenvakuum zurückführen:

$$\langle 2I||M(E\lambda)||1\lambda\rangle = \sqrt{2(2I+1)(2\lambda+1)} \cdot \langle 1\lambda||M(E\lambda)||0\rangle \qquad (4.17a)$$

Zu dem gleichen Ergebnis führt die unmittelbare Anwendung des Modells harmonischer Vibrationen auf Mehrphononenzustände als ein Ensemble n äquivalenter, nicht wechselwirkender Phononen (Nathan et al. 1965). Der Zerfall eines bestimmten n-Phononzustandes ist dann n-fach schneller als der Zerfall eines 1-Phononen-Zustandes:

$$\sum_f B(E\lambda; n_\lambda I_i \to n_\lambda - 1, I_f) = n_\lambda \cdot B(E\lambda; n_\lambda = 1 \to n_\lambda = 0) \qquad (4.17b)$$

Die Summation erstreckt sich über alle $(n_\lambda-1)$-Zustände. Für $n_\lambda>3$ treten daher auch Zustände mit gleichem Spin I_f mehrfach in der Summe auf.

Die Eigenfunktionen des Hamiltonoperator (Gl.(8)) sind $(2\lambda+1)$-fach entartet. In dem uns interessierenden Bereich deformierter Kerne wird auf Grund der Deformation diese Entartung zum Teil aufgehoben, speziell der 1-Ph-Oktupolvibrationszustand ($\lambda=3$) verteilt sich in ellipsoidal deformierten Kernen auf die Moden $\mu = 0, 1, 2$ und 3. Von diesen ist der Mode $\mu=0$ energetisch begünstigt. (Donner et al. 1966).

Die kollektive Rotation eines stabil deformierten Kernes koppelt dann an die intrinsische Oktupolvibration an und führt zu der Spinfolge:

$$I = |3 \pm R| \quad , \; R = 0, 2, 4, \ldots \qquad (4.18)$$

In sphärischen Kernen führt die Kopplung zwischen Quadrupolphononen und Oktupolphononen zu ähnlichen Spinfolgen (vgl. hierzu Fig. 4-4 und Fig. 4-5). Auch die Entartung des 2-Ph-Zustandes wird aufgehoben. Von den 2-Ph-Zuständen $|2,I\rangle$ mit $I = 0, 2, 4, 6$ (Bosestatistik!) sollte der Zustand $|2, I = 0\rangle$ die niedrigste Anregungsenergie haben (Donner et al.1966).

Die Deformation beeinflußt die Bewegung der Nukleonen in den nicht abgeschlossenen Schalen, und damit die intrinsische Struktur der Vibration. Anharmonische Effekte beschränken zwar die Aussagekraft des einfachen Modells, die charakteristischen Muster des harmonischen Vibrationsmodells bleiben vielleicht dennoch erhalten. Hierzu gehört die Existenz eines 2-Ph-Zustandes mit den Eigenschaften, daß sein E3-Matrixelement $\langle n=1,3||M(E3)||n=2,0\rangle$ mit Gl. (17) konsistent ist und daß direkte Eλ-Übergänge in den Grundzustand stark verzögert sind.

Als weiteres Kriterium kann das von uns absolut gemessene E3-Moment zwischen Grundzustandsbande und ($K^{\pi} = 0^-$)- Bande herangezogen werden (vgl. Tab. 3-2). Vogel (1968) hat in "Nilsson-Rechnungen" unter Einschluß der Paarkraft die Deformationsenergie in ^{226}Ra als Funktion der β_2 und β_3- Deformation erhalten. Wir berechnen hieraus für harmonische Oberflächenschwingungen einen B(E3)- Wert von 0.565 e^2b^3, der 20% unter dem gemessenen Wert liegt. Bessere Ergebnisse liefern die sogenannten (semi-) mikroskopischen Modelle. Speziell für die ($K^{\pi} = 0^-$)- Bande in ^{226}Ra gibt es hierzu Rechnungen von

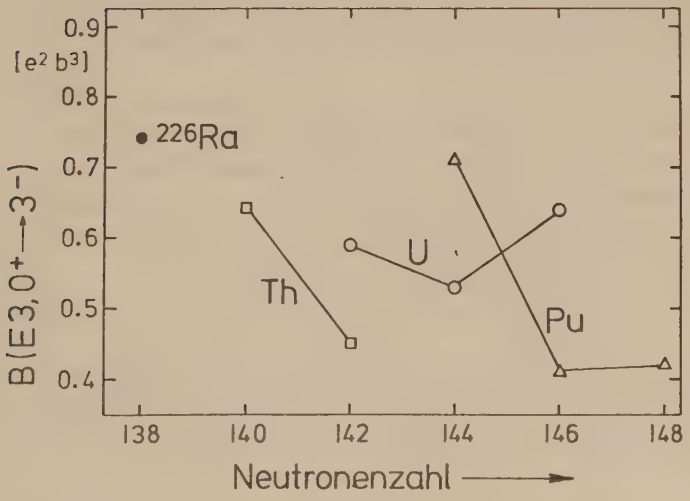

Fig. 4-6 Systematik der reduzierten E3- Übergangsstärken für Kerne im Massenbereich A ≈ 226.

Ivanova et al. 1975 und Neergard et al.1970. Der Vollständigkeit halber soll daher im folgenden kurz der gemeinsame Ansatz dieser Modelle beschrieben werden. Die störungstheoretische Behandlung der Kernzustände zerlegt den Hamiltonoperator des Kerns in die folgenden Wechselwirkungsterme:

$$H = H_o + H_{rw}(+ (H_{rot}^{\cdot})) \qquad (4.19)$$

Der Anteil H_o enthält das in einem bestimmten Sinne definierte "mittlere" Potential. Das ist derjenige Teil der Kernwechselwirkung, der sich als Einteilchenwechselwirkung zwischen Restkern und Leuchtnukleon beschreiben läßt. Im Prinzip kann es aus einem selbstkonsistenten Hartree-Fock-Verfahren unter Zugrundelegung effektiver Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungskräfte (z.B. Skyrme-Kräfte usw.) erhalten werden. Für Rechnungen werden jedoch meist (deformierte) Nilsson- oder Woods-Saxon-Potentiale herangezogen.

Der Hamiltonanteil H_{rw} berücksichtigt nun alle in H_o nicht erfaßten Anteile der Kernwechselwirkung, die sogenannte Restwechselwirkung. Diese enthält insbesondere die nicht als mittleres Potential beschreibbaren, echten Zweiteilchenwechselwirkungen. Diese schreiben sich in der Form:

$$V_{\alpha\beta\alpha'\beta'} = \langle\alpha\beta|V|\alpha'\beta'\rangle a_\alpha^+ a_\beta^+ a_{\alpha'} a_{\beta'} \qquad (4.20)$$

wobei sich die Indizes auf die Klassifizierung der Einteilchenzustände des "Schalenmodell-" Hamiltonoperators H_o beziehen.

Die Restwechselwirkung eines Kernes setzt sich im wesentlichen aus einem kurzreichweitigen Anteil, der mit Paarkraft umschrieben wird, und einem langreichweitigen, daher zu kollek-

tiven Effekten führenden Anteil zusammen:

$$H_{rw} = H_{paar} + H_{vib} \tag{4.21}$$

Der um die Paarkraft erweiterte Schalenmodell-Hamiltonoperator $H_o + H_{paar}$ wird näherungsweise mit Hilfe der kanonischen BCS-Transformation diagonalisiert. Die so gewonnenen Eigenfunktionen des Kerns beschreiben nun nicht mehr die "nackten" Teilchen, sondern von "Polarisationswolken" umgebene Quasiteilchen. Auf Grund des kurzreichweitigen Charakters der Paarkraft ist dieses Quasiteilchenkonzept vor allem für Kerne mit nicht abgeschlossenen Schalen wichtig.

Der langreichweitige Anteil des Hamiltonoperators H_{rw} wird nach Multipolen entwickelt, wobei für die einzelnen Multipolterme vorausgesetzt wird, daß sie in Einteilchenoperatoren separierbar sind:

$$H_{vib} = \sum_{\lambda\mu\tau\tau'}\sum\sum\sum(\kappa_{\lambda\mu\tau\tau'} F^{+}_{\lambda\mu} F_{\lambda\mu}) \tag{4.22}$$

mit

λ - Multipolordnung
μ - Projektion
τ,τ' - Isospinprojektion
κ - Kopplungsparameter

und dem Multipolterm:

$$F^{+}_{\lambda\mu} = r^{\lambda} Y_{\lambda\mu} \tag{4.23}$$

Bei den uns interessierenden niederenergetischen kollektiven Kernzuständen handelt es sich nur um isoskalare Vibrationen, so daß wir $\tau=\tau'$ setzen können.

Der Multipoloperator $F_{\lambda\mu}$ enthält als Einteilchenoperator im Teilchenbild nur Komponenten $a^+_\alpha a_\beta$, im Quasiteilchenbild jedoch alle Kombinationen $c^+_\alpha c^+_\beta$, $c_\alpha c_\beta$, $c^+_\alpha c_\beta$ und $c_\alpha c^+_\beta$, wobei die $c^{(+)}_\alpha$ Quasiteilchen-Vernichtungs- und Erzeugungsoperatoren darstellen. Bestimmte Linearkombinationen der Operatoren $c^+_\alpha c^+_\beta$ und $c_\alpha c_\beta$ erfüllen näherungsweise die Vertauschungsrelationen für Bosonen und bilden damit die Verbindung zwischen mikroskopisch berechneten Kernanregungszuständen und den aus Experimenten bekannten "kollektiven" Vibrationszuständen.

In einer streng mikroskopischen Theorie wäre die Abspaltung des Rotationsanteils im Hamiltonoperator Gl. (4.19) überflüssig. Die oben zitierten Arbeiten behandeln die Rotation phänomenologisch.

Die Berücksichtigung der kollektiven Rotationen ändert den Charakter der niederenergetischen Vibrationen. Die Vibrations-Rotations-Kopplung führt bei hohen Spins zur Zerstörung der kollektiven Vibration; die beteiligten Quasiteilchen werden entlang der Rotationsachse ausgerichtet (Vogel 1976)

Auch ohne Berücksichtigung der Rotation erlaubt der erhaltene Hamiltonoperator aus numerischen Gründen noch keine exakte Lösung der Schrödingergleichung. Die Terme werden daher linearisiert (sogenannte Random-Phase-Approximation (RPA), bzw. nach BCS-Transformation auch Quasi-RPA). Die wesentlichen, in der QRPA berücksichtigten Wechselwirkungsterme führen zu Erzeugung und Vernichtung von Quasiteilchenpaaren. Die Vibrationen sind in diesem Modell eine kohärente Überlagerung virtueller Prozesse, in denen Quasiteilchenpaare vernichtet und erzeugt werden, also ähnlich der Teilchen- Loch- Streuungen im einfachen Schalenmodell.

Durch direkte Diagonalisierung des Hamiltonoperators Gl. (1) umgeht Chasman (1964, 1974, 1975, 1978) die Näherungen der BCS- Transformation und der RPA. Die Anwendung auf die ($K^{\pi}=O^{-}$)- Zustände in $^{232,234,236}U$ führt zu einer Lösung negativer Parität, die den Bandenkopf der ($K^{\pi}=O^{-}$)- Bande beschreibt, und zu einer Lösung positiver Parität, die in der Energie den experimentell beobachteten tiefliegenden O^{+}-Zuständen in den Aktiniden entspricht(Chasman 1979).

Ivanova et al. 1975 geben für ^{226}Ra explizit die Struktur der ($K^{\pi}=O^{-}$)- Bande mit Hilfe der beteiligten Quasiteilchenpaare an. Es sind dies mit 48% zwei Neutronen in den Zuständen $5/2^{-}[752]$ und $5/2[633]$, also Niveaus der Schalen j15/2 und g9/2, deren Drehimpulsunterschied wie zu erwarten 3ħ ist. Außerdem sind - nach diesen theoretischen Rechnungen - noch eine größere Zahl weiterer Quasiteilchenpaare an der Vibration beteiligt. Eine Aussage über mögliche 2-Ph- Oktupolvibrationszustände wird jedoch in keiner der zitierten, theoretischen Arbeiten gemacht.

Auch eine statische Oktupoldeformation wurde von einigen Autoren (z.B. Davidson et al.1962) zur Erklärung der ($K^{\pi}=O^{-}$)-Bande herangezogen. Die besonders niedrigliegenden Zustände negativer Parität in den diskutierten Kernen weisen daraufhin, daß die Kerne weich sind gegen Oktupoldeformationen; dies könnte dann ähnlich der bekannten Quadrupoldeformationen zu einer statischen ($\lambda = 3$)-Deformation führen. Hierfür spricht auch, daß die j15/2 - und die g9/2-Neutronenschale, sowie die f7/2- und die i13/2-Protonenschale näherungsweise entartet sind. Das liefert die Relation:

$$\frac{\Delta E_{n\ell}}{\Delta n} \simeq 3 \cdot \frac{\Delta E_{n\ell}}{\Delta \ell} \qquad (4.24)$$

wobei n die Hauptquantenzahl, ℓ den Bahndrehimpuls und $E_{n\ell}$ die entsprechende Schalenenergie bezeichnet. Nach der semiklassischen Vorstellung von Bohr et al.1975 bedeutet dies eine Entartung der radialen Frequenz mit der Rotationsfrequenz der entsprechenden Nukleonenbahnen:

$$\omega_r \simeq 3 \cdot \omega_\phi \qquad (4.24')$$

d.h. die Nukleonenbahnen haben die Form:

die zu einer stabilen Oktupoldeformation führt. Die Rotation eines Oktupol-deformierten Kernes ergibt die Spinfolge 1^-, 2^+, 3^-, 4^+, usw. Diese entspricht jedoch nicht der Spinfolge in den Radiumnukliden 224 und 226, in ^{226}Ra ist die Folge 0^+, 2^+, 4^+, dann folgt erst 1^-, 3^- . Analog zu den Molekülbanden des NH_3—Moleküls läßt sich jedoch eine energetische Absenkung der Zustände positiver Parität gegen die negativer Parität wie folgt erklären: Ein oktupoldeformierter Zustand ist nicht invariant bezüglich Raumspiegelung. Man hat also zwei getrennte Zustände, läßt man diese interferieren, dann können die Zustände positiver Parität energetisch günstiger sein als die der negativen Parität. D.h. man erhält das experimentelle Rotationsspektrum, das nicht viel anders aussehen würde als das entsprechende Spektrum für Oktupolvibrationen. Berechnungen der Kernpotentialflächen für Kerne der Radiumgegend von Vogel (1968) liefern jedoch keinen theoretischen Hinweis auf eine solche mögliche Deformation ungerader Parität. Tatsächlich spricht auch die gemessene Folge der Niveauenergien gegen diese Interpretation. Im Vibrationsmodell entspräche dem Rotationsübergang $0^+ \rightarrow 2^+$ der Übergang $3^- \rightarrow 5^-$. In der Näherung des starren Rotators erhalten wir dann als Verhältnis der entsprechenden Übergangsenergien:

$$\frac{E_{I+3}-E_{I+1}}{E_I - E_{I-2}} = \frac{\Theta^{(0)}}{\Theta^{(1)}} \simeq 1 \qquad (4.25)$$

(Grosse et al.1975). Das entsprechende Verhältnis für stabile oktupoldeformierte Kerne (nur eine Rotationsbande) wäre:

$$\frac{E_{I+3}-E_{I+1}}{E_I - E_{I-2}} = \frac{2I+5}{2I-1} \xrightarrow[I\to\infty]{} 1 \qquad (4.25')$$

Die Abbildung Fig. 4-7 zeigt die experimentellen Werte im Vergleich mit denen in Gl. (25) und Gl.(25'). Ähnlich wie in anderen Aktiniden konvergieren die experimentellen Werte stark gegen 1, verhalten sich also so wie es das einfache Vibrationsmodell nahelegt. Die Schlußfolgerung zugunsten des Vibrationsmodells ist jedoch auch hier nur mit Vorbehalt

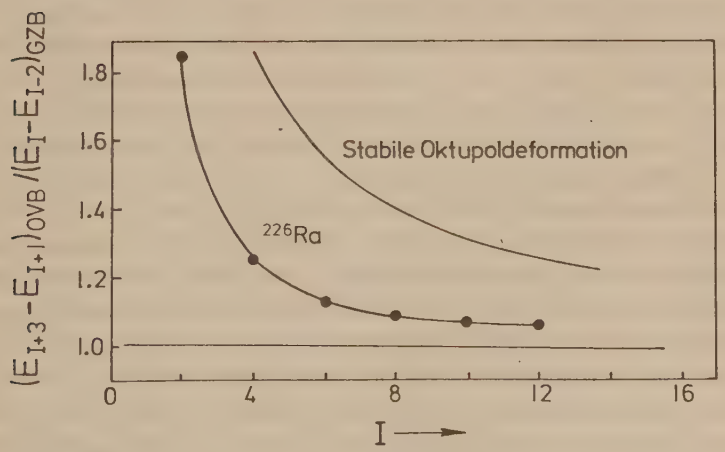

Fig. 4-7 Energieabstände in den Rotationsbanden von ^{226}Ra (Erläuterungen im Text).

zu ziehen, da auch die Verhältnisse (Gl. (25')) für den Fall der stabilen Oktupoldeformation gegen 1 konvergieren.

Im Hinblick auf das Trägheitsmoment der $(K^{\pi}= 0^{-})$-Bande, das erheblich größer als das der Grundzustandsbande ist (Fig. 4-3), wurde eine weitere Interpretation der Bande negativer Parität in den Radiumisotopen gegeben (Möller et al.1972). Unterstützt durch Potentialenergieflächen-Berechnungen in den Radiumisotopen wird die Annahme gemacht, daß ein niederenergetisches Formisomer existiert, das eine stabile Oktupoldeformation aufweist, nicht jedoch der Grundzustand. Die Bande positiver Parität baut also auf dem Grundzustand auf, die Bande negativer Parität auf diesem oktupoldeformierten Formisomer. Die Rotation - wie oben diskutiert - müßte jedoch zur Spinfolge 1^{-}, 2^{+}, 3^{-}, führen, das Fehlen zusätzlicher Niveaus positiver Parität wird in der zitierten Arbeit jedoch nicht diskutiert.

Ein weiteres experimentelles Ergebnis sind die gemessenen E1- Übergangsstärken, denen Verzögerungsfaktoren von ca. 1000 entsprechen. Der Hauptteil der E1- Anregungsstärken in g-g-Kernen geht in die Dipolriesenresonanzen, die die eigentlichen kollektiven E1-Moden darstellen. Die in den Aktiniden auftretende, relativ starke E1-Strahlung aus dem Gammazerfall der $(K^{\pi}= 0^{-})$-Banden können als mit den Oktupolschwingungen verbundene Polarisation des Kernes,also als Beimischungen der Dipolriesenresonanzen in diese niederenergetischen Zuständen negativer Parität verstanden werden. (Bohr et al.1957). Die Natur dieser Beimischungen hängt damit entscheidend von der mikroskopischen Struktur der die Vibrationen aufbauenden Quasiteilchenanregungen ab (Peker et al.1979). Die gemessenen E1-Matrixelemente können daher als besonders geeigneten Test für mikroskopische Rechnungen dienen. Für ^{226}Ra sind uns jedoch hierfür keine theoretischen Arbeiten bekannt.

5. Schluß

In unserer Arbeit haben wir die multiple Coulombanregung und den nachfolgenden Gammazerfall in ^{226}Ra mit 135 MeV ^{32}S, 150 MeV ^{32}S und 243 MeV ^{58}Ni untersucht. Die Gammastrahlung aus der natürlichen Targetaktivität kann durch Koinzidenzmessung zwischen rückgestreuten Projektilen und Gammastrahlung ausreichend gegenüber der Gammastrahlung aus der Coulombanregung unterdrückt werden. Die strahlenschutztechnischen Probleme wurden durch apparative Maßnehmen gelöst. Wir beobachten die Grundzustandsbande bis Spin 12 , die ($K^{\pi}=0^{-}$)- Bande bis Spin 13. Weiterhin erlauben die Messungen die Bestimmung von E1-, E2- und E3- Übergangswahrscheinlichkeiten. Hierzu wurde der de Boer- Winther- Code (Winther et al. 1965) zur semiklassischen Berechnung der Coulombanregung so erweitert, daß auch die Gammaintensitäten und Winkelverteilungen des nachfolgenden Gammazerfalls berechnet werden. Zusätzlich können nun die verschiedenen Eλ-Übergangsmatrixelemente durch einen nichtlinearen χ^2- Fit bestimmt werden.

Bemerkenswert ist, daß das Quadrupolmoment in der Grundzustandsbande signifikant kleiner ist als das Quadrupolmoment der ($K^{\pi}=0^{-}$)- Bande. Die E1- Übergänge zwischen Grundzustandsbande und ($K^{\pi}=0^{-}$)- Bande sind zwar gegenüber Einteilchen-Abschätzungen verzögert, aber dennoch schneller als in anderen Aktiniden. Die reduzierte E3- Übergangswahrscheinlichkeit $B(E3,0^{+}\rightarrow 3^{-})$ ist in guter Übereinstimmung mit theoretischen Arbeiten, die die Zustände negativer Parität in ^{226}Ra als Vibrationszustände behandeln. Es ergeben sich aus unseren Messungen keine Hinweise auf eine mögliche stabile Oktupoldeformation von ^{226}Ra. Wir beobachten mit sehr schwacher Intensität Gammalinien, die möglicherweise aus dem

Zerfall von 2-Phononen- Oktupolvibrationszuständen stammen.

E4- Anregungsstärken können wir aus unseren Experimenten nicht bestimmen. Wir planen daher diese in der Coulombanregung mit leichten Projektilen zu untersuchen. Weiterhin erwarten wir in der Coulombanregung mit sehr schweren Projektilen, beispielsweise 950 MeV ^{208}Pb, daß die Grundzustandsbande bis ca. 22·ħ, und die Oktupolvibrationsbande mit ca. 26% angeregt werden wird. Selbst die hypothetische 2-Ph- Oktupolvibrationsbande sollte dann noch mit ca. 5% Anregungswahrscheinlichkeit gut beobachtbar sein. Diese Experimente sind in Vorbereitung. Sie werden helfen, Fragen nach dem "backbending"- Verhalten von ^{226}Ra und nach der Existenz von 2- Phononen- Oktupolvibrationen zu klären.

Literatur

Abreu, M. C., A. A. Maio, M. J. Temes D'Oliveira. 1975. Nucl. Instr. Meth. 123, 295.

Alder, K., A. Winther. 1975. "Electromagnetic excitation theory of coulomb excitation with heavy ions". Amsterdam: N. H. P. C.

Baranger, M. 1960. Phys. Rev. 120, 957.

Begzhanov, R. B., V. M. Belen'kii, V. K. Usharov. 1974. Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. 38, 81.

Bell, R. E., S. Bjørnholm, J. C. Severiens. 1960. Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 32.

Belyaev, S. T. 1968. Nucl. Structure. Dubna Symb. IAEA.

Bemis, C. E., F. K. McGowan, J. L. C. Ford, W. T. Milner, P. H. Stelson, R. L. Robinson. 1973. Phys. Rev. C8, 1466.

Blocki, J., W. Kurcewicz. 1969. Phys. Lett. 30B, 458.

Bohr, A., B. R. Mottelson. 1957. Nucl. Phys. 4, 529.

--------, B. R. Mottelson. 1975. "Nuclear structure. II". London: Benjamin.

Chasman, R. R. 1974. Phys. Rev. C9, 1795.

----------. 1975. Nucl. Phys. A255, 45.

----------, W. Ogle. 1978. Nucl. Phys. A303, 67.

----------. 1979. Phys. Rev. Lett. 42, 630.

Davidson, J. P. 1962. Nucl. Phys. 33, 664.

de Boer, J., G. Dannhäuser, H. Massmann, F. Roesel, A. Winther. 1977. J. Phys. G: Nucl. Phys. 3, 889.

----------. 1977b. Coulomb excitation parameters. Nucl. Instr. Meth. 146, 293.

Donner, W., W. Greiner. 1966. Z. Phys. 197, 440.

---------. 1971. "Einf. Theorie der Kernspektren". Mannheim: B. I. HTB.

Frauenfelder, H., R. M. Steffen. 1965. In: Siegbahn : Alpha-, Beta-, Gamma-ray spectroscopy". Amsterdam: N. H. P. C. Vol. 2. Kap. XIX.

Grosse, E., J. de Boer, R. M. Diamond, F. S. Stephens, P. Tjøm. 1975. Phys. Rev. Lett. 35, 565.

Häbs, D., V. Metag, J. Schukraft, H. J. Specht, C. O. Wene, K. P. Hildebrand. 1977. Z. Phys. A283, 261.

Häusser, O., J. S. Lopes, H. J. Rose, R. D. Gill. 1966. Nucl. Phys. Lab. Report. Oxford.

Inamura, T., F. Kearns, G. Varley, J. C. Lisle. 1976. Nucl. Phys. A270, 255.

Ivanova, S. P., A. L. Komov, L. A. Malov, V. G. Soloviev. 1975. Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. 39,130.

----------, A. L. Komov, L. A. Malov, V. G. Soloviev. 1976. Sov. J. Part. Nucl. 7, 175.

Jaeschke, E., R. Repnow, Th. Walcher, H. Ingwersen, u.a. 1977. IEEE Trans. NS-24, 1136.

----------, H. Ingwersen, R. Repnow, T. Walcher, B. Huck, B. Kolb. 1978. Internal report MPI Heidelberg: MPI H-1978- V12.

Jolos, R. V., V. G. Soloviev, K. M. Zheleznova. 1967. Phys. Lett. 25B, 393.

----------, U. M. Finer, V. G. Soloviev, K. M. Zheleznova. 1968. Phys. Lett. 27B, 614.

----------, J. L. Molina, V. G. Soloviev. 1980. Z. Phys. A295, 147.

Kocbach, L., P. Vogel. 1970. Phys. Lett. 32B, 434.

Kurcewicz, W., N. Kafrell, N. Trautmann, A. Plochocki, J. Zylicz, M. Matul, K. Stryczniewicz. 1977. Nucl. Phys. A289, 1.

----------, E. Ruchowska, J. Zylicz, N. Kafrell, N. Trautmann. 1978. Nucl. Phys. A304, 77.

Lane, A. M., E. D. Pendlebury. 1960. Nucl. Phys. 15, 39.

Leigh, J. R., R. M. Diamond, A. Johnston, J. O. Newton, S. H. Sie. 1979. Phys. Rev. Lett. 42, 153.

Lell, A. 1978. Diplomarbeit. München.

Lipas, P. O., J. P. Davidson. 1961. Nucl. Phys. 26, 80.

Löbner, K. E. G., M. Vetter, V. Hönig. 1970. Nucl. Data Tab. A7, 495.

Maier, H. J., R. Großmann. 1975. In: 4.th annual Int. Conf. Nucl. Target Dev. Soc. ANL/PHY/MSD-76-1.

Mariscotti, M. A. J., G. Scharff-Goldhaber, B. Buck. 1969. Phys. Rev. 178, 1864.

McGowan, F. K., C. E. Bemis, J. L. C. Ford, W. T. Milner, R. L. Robinson, P. H. Stelson. 1971. Phys. Rev. Lett. 27, 174.

----------, C. E. Bemis, J. L. C. Ford, W. T. Milner, R. L. Robinson, P. H. Stelson. 1974. Phys. Rev. C10,1146.

Möller, P. 1972. Nucl. Phys. A192, 529.

----------, S. G. Nilsson, R. K. Sheline. 1972. Phys. Lett. 40B, 329.

Mottelson, B. R. 1976. Rev. Mod. Phys. 48, 375.

Nathan, O., S. G. Nilsson. 1965. In: Siegbahn:"Alpha-, Beta-, Gamma-ray spectroscopy" . Amsterdamm: N. H. P. C.

Nerrgård, K., P. Vogel. 1970. Nucl. Phys. A149, 209.

----------, P. Vogel. 1970. Nucl. Phys. A149, 217.

Nouvel, P., D. Dreiss, U. Heck, R. Menzer, P. Thiel. 1978. Jahresbericht MPI Heidelberg.

Oberacker, V., G. Soff, W. Greiner. 1977. J.Phys. G: Nucl. Phys.. 3,L271.

Peker, L. K., J. H. Hamilton. 1979. J. Phys. G: Nucl. Phys. 5, 1165.

Riess, F., M. Hoffmann. 1977. Jahresbericht Beschleunigerlabor München.

Rösel, F., H. M. Fries, K. Alder, H.C. Pauli. 1978. At. Data Nucl. Data Tables 21,291.

Simon, R. 1974. "Elektrische Hexadekapolübergänge in geraden Atomkernen Seltener Erden ". Dissertation. München.

Sheline, R. K. 1960. Rev. Mod. Phys. 32, 1.

Soloviev, V. G., P. Vogel. 1963. Phys. Lett. 6, 126.

----------, T. Siklos. 1964. Nucl. Phys. 59, 145.

----------. 1965a. Nucl. Phys. 69, 1.

----------. 1965b. At. Energy Rev. 3, 117.

Stephens, F. S., F. Asaro, I. Perlman. 1955. Phys. Rev. 100, 1543.

Stephens, F. S., F. Asaro, I. Perlman. 1957. Phys. Rev. 107, 1091.

Tret'yakov, E. F., N. I. Tret'yakov, V. F. Konyaev. 1972. Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. 35,2094.

Vogel, P. 1967. Phys. Lett. 25B, 65.

--------. 1968. Nucl. Phys. A112, 583.

--------. 1976. Phys. Lett. 60B, 431.

Winther, A., J. de Boer. 1965. In: K. Alder, A. Winther. 1966. "Coulomb excitation". New York: Academic Press.

Diese Arbeit entstand auf Anregung von Herrn Prof. Dr. J. de Boer und wurde unter seiner Leitung durchgeführt.

In allen Messungen haben mich Herr H. Behrens und Herr Prof. Dr. F. Riess unterstützt und durch ihre Anregungen zum Gelingen der Arbeit beigetragen. In den ersten Messungen am Münchner Tandembeschleuniger waren außerdem Herr G. Dannhäuser, Herr C. Lauterbach und Herr Dr. H. Puchta beteiligt. Die Experimente an dem Tandembeschleuniger und Nachbeschleuniger des Max- Planck- Instituts für Kernphysik in Heidelberg wurden durch die aktive Unterstützung von Herrn Dr. R. Novotny und Herrn Prof. Dr. D. Pelte möglich gemacht.

Herr Dr. H. J. Maier und Herr R. Großmann übernahmen die schwierige Aufgabe der Herstellung der ^{226}Ra-Targets.

In Heidelberg sorgten Herr Dr. E. Jaeschke, Herr Dr. H. Ingwersen und Herr Dr. R. Repnow für das einwandfreie Funktionieren von Tandem- und Nachbeschleuniger.

Die Apparaturen wurden zusammen mit Herrn H. Steffens konstruiert und in der mechanischen Werkstatt gebaut.

Frau A. Friedrich zeichnete die Abbildungen, Frau Chr. Büchl übernahm die Reinschrift des Manuskriptes.

Ihnen allen danke ich herzlich für ihre Unterstützung bei meiner Arbeit.

Lebenslauf

Ich wurde am 24. November 1950 in Leoben, Österreich, als Sohn von Dipl. Ing. Dr. Erich Zimmermann und seiner Ehefrau Kriemhilde geboren.

In Völklingen, Saarland, besuchte ich von 1957 bis 1961 die Volksschule und von 1961 bis 1966 das dortige neusprachliche Gymnasium. Ich wechselte dann auf das naturwissenschaftliche Gymnasium in Hattingen, Nordrhein- Westfalen, wo ich 1970 die Reifeprüfung ablegte.

Ich studierte zunächst Physik und Mathematik an der Universität Wien (1970) und an der Ruhruniversität Bochum (1970 bis 1973). Dort legte ich 1973 die Vordiplomprüfung in Physik und die Vordiplomprüfung in Mathematik ab, anschließend setzte ich mein Studium an der Universität München fort. Meine Diplomarbeit fertigte ich in der OSRAM- Forschung München an. Juli 1976 schloß ich dann mein Diplom mit der Hauptprüfung ab.

Seit November 1976 bin ich am Lehrstuhl de Boer als wissenschaftlicher Angestellter beschäftigt.